国外电子与通信教材系列

光纤通信

（第三版）

Optical Fiber Communications

Third Edition

[美] Gerd Keiser 著
李玉权 崔 敏 蒲 涛 等译
李玉权 审校





電子工業出版社
Publishing House of Electronics Industry
www.phei.com.cn

光纤通信（第三版）

Optical Fiber Communications
Third Edition

基于光纤技术的电信网络已经成为最主要的信息传输系统，无论是在陆地还是海底，已经形成了拥有巨大传输容量的光纤链路。各种不同的无源光器件和有源光器件可以用于这种链路，从而完成光域中复杂的传输功能和网络功能，例如信号的放大、恢复、路由和交换等。按照循序渐进的原则，除了需要理解这些器件的功能以外，还需要测量器件和网络的性能，最后是建模或仿真高可靠、高容量网络的复杂特性。本书的第三版将着重介绍光纤通信的基本原理，以便于理解光纤技术并将其应用于更为完善、先进的现代电信系统。

本书的内容涵盖：

- 全面论述构成光链路的各基本组成单元，例如光纤、光源、光检测器、连接和耦合器件以及光放大器；
- 数字和模拟光纤传输链路的基本设计原理，包括光功率预算、信号展宽时间、线路编码、噪声对系统性能的影响；
- 波分复用（WDM）工作原理及实现 WDM 的必要器件；
- 连接大量用户的复杂光网络的性能参数及结构描述，这些用户有极为广泛的传输需求；
- 先进的光通信技术讨论，例如光孤子传输、光码分多址接入以及超快光时分复用；
- 提供测量标准、基本测试设备以及验证光纤通信器件和链路工作特性的方法。

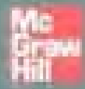


包含建模和仿真程序的 CD-ROM。此程序节选自 Virtual Photonics 提供的 Photonic Transmission Design Suite®，可供学生使用。通过这个基于Windows的软件，学习本书的学生可以研究关键的光器件以及由这些器件组成的基本链路的性能。











责任编辑：冯小贝
封面设计：毛惠庚

ISBN 7-5053-7637-3/TN · 1598　定价：47.00元（含光盘）

国外电子与通信教材系列

光纤通信

（第三版）

Optical Fiber Communications

Third Edition

［美］Gerd Keiser 著

李玉权　崔　敏　蒲　涛　等译

李玉权　审校

電子工業出版社

Publishing House of Electronics Industry

北京 · BEIJING

内容简介

本书是一本系统介绍光纤通信知识的专著。全书共分为13章，内容涉及光纤传输原理和传输特性、半导体光源和光检测器的工作原理及工作特性、数字光纤通信系统和模拟光纤通信系统、光放大器的工作原理和性能、WDM系统原理、光网络以及光纤通信系统测量。本书理论体系严谨，内容深入浅出，并且紧密联系实际，是通信工程及相关专业高年级本科生、研究生的一本好教材，也是通信工程师的一本很好的参考书。

Gerd Keiser: Optical Fiber Communications, Third Edition.

ISBN: 0-07-232101-6

版权贸易合同登记号：图字：01-2001-5384

图书在版编目(CIP)数据

光纤通信(第三版)/(美)凯泽(Keiser, G.)著；李玉权等译. -北京：电子工业出版社，2002.7
(国外电子与通信教材系列)
书名原文：Optical Fiber Communications, Third Edition
ISBN 7-5053-7637-3

Ⅰ.光… Ⅱ.①凯… ②李… Ⅲ.光纤通信 Ⅳ.TN929.11

中国版本图书馆CIP数据核字(2002)第044865号

责任编辑：冯小贝
印 刷 者：北京冶金大业印刷有限公司
出版发行：电子工业出版社 http://www.phei.com.cn
北京市海淀区万寿路173信箱 邮编：100036
经 销：各地新华书店
开 本：787×1092 1/16 印张：30.25 字数：774千字 附光盘1张
版 次：2002年7月第1版 2002年7月第1次印刷
定 价：47.00元(含光盘)

序

2001年7月间，电子工业出版社的领导同志邀请各高校十几位通信领域方面的老师，商量引进国外教材问题。与会同志对出版社提出的计划十分赞同，大家认为，这对我国通信事业、特别是对高等院校通信学科的教学工作会很有好处。

教材建设是高校教学建设的主要内容之一。编写、出版一本好的教材，意味着开设了一门好的课程，甚至可能预示着一个崭新学科的诞生。20世纪40年代MIT林肯实验室出版的一套28本雷达丛书，对近代电子学科、特别是对雷达技术的推动作用，就是一个很好的例子。

我国领导部门对教材建设一直非常重视。20世纪80年代，在原教委教材编审委员会的领导下，汇集了高等院校几百位富有教学经验的专家，编写、出版了一大批教材；很多院校还根据学校的特点和需要，陆续编写了大量的讲义和参考书。这些教材对高校的教学工作发挥了极好的作用。近年来，随着教学改革不断深入和科学技术的飞速进步，有的教材内容已比较陈旧、落后，难以适应教学的要求，特别是在电子学和通信技术发展神速、可以讲是日新月异的今天，如何适应这种情况，更是一个必须认真考虑的问题。解决这个问题，除了依靠高校的老师和专家撰写新的符合要求的教科书外，引进和出版一些国外优秀电子与通信教材，尤其是有选择地引进一批英文原版教材，是会有好处的。

一年多来，电子工业出版社为此做了很多工作。他们成立了一个"国外电子与通信教材系列"项目组，选派了富有经验的业务骨干负责有关工作，收集了230余种通信教材和参考书的详细资料，调来了100余种原版教材样书，依靠由20余位专家组成的出版委员会，从中精选了40多种，内容丰富，覆盖了电路理论与应用、信号与系统、数字信号处理、微电子、通信系统、电磁场与微波等方面，既可作为通信专业本科生和研究生的教学用书，也可作为有关专业人员的参考材料。此外，这批教材，有的翻译为中文，还有部分教材直接影印出版，以供教师用英语直接授课。希望这些教材的引进和出版对高校通信教学和教材改革能起一定作用。

在这里，我还要感谢参加工作的各位教授、专家、老师与参加翻译、编辑和出版的同志们。各位专家认真负责、严谨细致、不辞辛劳、不怕琐碎和精益求精的态度，充分体现了中国教育工作者和出版工作者的良好美德。

随着我国经济建设的发展和科学技术的不断进步，对高校教学工作会不断提出新的要求和希望。我想，无论如何，要做好引进国外教材的工作，一定要联系我国的实际。教材和学术专著不同，既要注意科学性、学术性，也要重视可读性，要深入浅出，便于读者自学；引进的教材要适应高校教学改革的需要，针对目前一些教材内容较为陈旧的问题，有目的地引进一些先进的和正在发展中的交叉学科的参考书；要与国内出版的教材相配套，安排好出版英文原版教材和翻译教材的比例。我们努力使这套教材能尽量满足上述要求，希望它们能放在学生们的课桌上，发挥一定的作用。

最后，预祝"国外电子与通信教材系列"项目取得成功，为我国电子与通信教学和通信产业的发展培土施肥。也恳切希望读者能对这些书籍的不足之处、特别是翻译中存在的问题，提出意见和建议，以便再版时更正。

吴佑寿

中国工程院院士、清华大学教授

"国外电子与通信教材系列"出版委员会主任

出版说明

进入21世纪以来，我国信息产业在生产和科研方面都大大加快了发展速度，并已成为国民经济发展的支柱产业之一。但是，与世界上其他信息产业发达的国家相比，我国在技术开发、教育培训等方面都还存在着较大的差距。特别是在加入WTO后的今天，我国信息产业面临着国外竞争对手的严峻挑战。

作为我国信息产业的专业科技出版社，我们始终关注着全球电子信息技术的发展方向，始终把引进国外优秀电子与通信信息技术教材和专业书籍放在我们工作的重要位置上。在2000年至2001年间，我社先后从世界著名出版公司引进出版了40余种教材，形成了一套"国外计算机科学教材系列"，在全国高校以及科研部门中受到了欢迎和好评，得到了计算机领域的广大教师与科研工作者的充分肯定。

引进和出版一些国外优秀电子与通信教材，尤其是有选择地引进一批英文原版教材，将有助于我国信息产业培养具有国际竞争能力的技术人才，也将有助于我国国内在电子与通信教学工作中掌握和跟踪国际发展水平。根据国内信息产业的现状、教育部《关于"十五"期间普通高等教育教材建设与改革的意见》的指示精神以及高等院校老师们反映的各种意见，我们决定引进"国外电子与通信教材系列"，并随后开展了大量准备工作。此次引进的国外电子与通信教材均来自国际著名出版商，其中影印教材约占一半。教材内容涉及的学科方向包括电路理论与应用、信号与系统、数字信号处理、微电子、通信系统、电磁场与微波等，其中既有本科专业课程教材，也有研究生课程教材，以适应不同院系、不同专业、不同层次的师生对教材的需求，广大师生可自由选择和自由组合使用。我们还将与国外出版商一起，陆续推出一些教材的教学支持资料，为授课教师提供帮助。

此外，"国外电子与通信教材系列"的引进和出版工作得到了教育部高等教育司的大力支持和帮助，其中的部分引进教材已通过"教育部高等学校电子信息科学与工程类专业教学指导委员会"的审核，并得到教育部高等教育司的批准，纳入了"教育部高等教育司推荐——国外优秀信息科学与技术系列教学用书"。

为做好该系列教材的翻译工作，我们聘请了清华大学、北京大学、北京邮电大学、东南大学、西安交通大学、天津大学、西安电子科技大学、电子科技大学等著名高校的教授和骨干教师参与教材的翻译和审校工作。许多教授在国内电子与通信专业领域享有较高的声望，具有丰富的教学经验，他们的渊博学识从根本上保证了教材的翻译质量和专业学术方面的严格与准确。我们在此对他们的辛勤工作与贡献表示衷心的感谢。此外，对于编辑的选择，我们达到了专业对口；对于从英文原书中发现的错误，我们通过与作者联络、从网上下载勘误表等方式，逐一进行了修订；同时，我们对审校、排版、印制质量进行了严格把关。

今后，我们将进一步加强同各高校教师的密切关系，努力引进更多的国外优秀教材和教学参考书，为我国电子与通信教材达到世界先进水平而努力。由于我们对国内外电子与通信教育的发展仍存在一些认识上的不足，在选题、翻译、出版等方面的工作中还有许多需要改进的地方，恳请广大师生和读者提出批评及建议。

电子工业出版社

教材出版委员会

译　者　序

光纤通信是20世纪70年代问世的通信新技术，它采用光波作为信息载体，并采用光导纤维作为传输介质。这种通信方式以其巨大的可用带宽和极低的传输损耗，在问世后不久便取代了铜缆，成为有线信道最主要的传输方式。目前一个覆盖全球的光纤通信网已建立起来，光纤不仅在长途干线网、区域网中已完全取代了铜缆，而且已深入居民区、大楼、办公室乃至偏远的乡村，可以毫不夸张地说，光纤通信无处不在。随着人类社会快速进入信息化时代，人们对通信的需求与日俱增，为适应这一要求，光纤通信也在20世纪末进入了全新的发展阶段，即全光通信时代。一些新的光通信技术，如DWDM技术、相干光通信技术、光孤子通信技术已日趋成熟，在此基础上构建的DWDM光网络已进入了实用阶段。对于每一个通信工程专业的本科生和研究生，光纤通信领域的基础知识则是必备常识。我们翻译本书的目的正是要为通信工程专业和其他相近专业的本科高年级学生和研究生提供一本合适的教科书。

Gerd Keiser编著的《光纤通信》是一本系统介绍光纤通信理论和技术的巨著，自本书第一版出版以来好评如潮，并被许多所著名大学选作教材。我们翻译的是这本书的第三版，其主要内容包括光纤传输原理和传输特性；半导体光源、光检测器的工作原理及工作特性；光信号的发送与接收；数字和模拟信号的光纤传输系统；光放大器的原理与特性；DWDM光网络以及光纤通信系统的测量技术。书中一些较为高深的推导都在带“*”号的小节中，略去带“*”的内容仍可以保持全书内容的连贯性，这样可以适应不同层次、不同起点的读者的需求。全书中有大量结合通信工程应用的例题，以帮助读者加深对所学知识的理解。每章末尾都附有大量的习题，这些习题中的一部分是为巩固已学的知识而设立的，另一部分则是为开扩学生视野、紧密联系工程实际而设立的。纵观全书，其内容系统完整、理论体系严谨，但同时又深入浅出，是一本不可多得的好教材。

本书由李玉权负责翻译前言、第1章至第5章、第13章及附录，崔敏负责翻译第6章至第9章，蒲涛负责翻译第10章至第12章，全书由李玉权审校统稿。解放军理工大学通信工程学院光纤通信教研室的博士研究生周胜军，硕士研究生邓卫华、刘杰、徐俊华、周辉、张虎城、闻传花协助完成了部分章节的翻译，周强同志完成了部分章节的文字录入工作。在此特向他们致以深切的谢意。

光纤通信涉及电磁理论、光学、半导体物理和半导体器件、通信等多学科的专业知识，由于译者学识所限，疏漏乃至错误在所难免，望读者不吝赐教。

前　言

基于光纤技术的电信网络已成为最主要的信息传输系统，无论是在陆地还是海底，都已形成了拥有巨大传输容量的光纤链路。在光纤通信发展的早期，其涉及的领域仅仅包括光纤、光源和光检测器。如今已有大量的无源光器件和有源光器件用于光波链路，以完成光域中复杂的网络功能，例如信号的恢复、路由和交换。按照循序渐进的原则，首先需要理解这些器件的功能，然后是测量器件和网络的性能，最后是建模或仿真高可靠、高容量网络的复杂行为。

本书将介绍光纤技术的基本原理，以便于理解和掌握更为完善、先进的现代电信系统。本书将循序渐进地研究单个光器件的基本特性以及它们在光纤链路中与其他器件之间的相互作用；讨论基本的模拟链路和数字光链路的特性；研究复杂光链路和光网络的性能参数。为了掌握上述领域的知识，我们列出本书的关键点：

- 全面论述各基本组成单元，例如光纤、光源、光检测器、连接和耦合器件以及光放大器；
- 数字和模拟光纤传输链路的基本设计原理；
- 波分复用（WDM）工作原理及实现 WDM 的必要器件；
- 连接大量用户的复杂光网络的性能参数及结构描述，这些用户有极为广泛的传输需求；
- 先进的光通信技术讨论，例如光孤子传输、光码分多址（光CDMA）以及超快光时分复用（OTDM）；
- 整个一章提供测量标准、基本测试设备以及验证光纤通信器件和链路工作特性的方法；
- CD-ROM 上的建模和仿真程序。

CD-ROM 上的建模和仿真程序是 Virtual Photonics 公司提供的 Photonic Transmission Design Suite®（PTDS）的缩略版。这个程序又称为 PTDSlite，特别适合学生使用。学生使用 CD-ROM 上的软件，可以研究关键的光器件（如半导体激光器、光耦合器、光放大器和光检测器）以及由这些器件组成的基本线路的性能。软件中已事先定义了各种元件的参数，但是使用基于 Windows 输入方式的用户可以修改其中的任何参数（例如光纤长度），同时还可以连接或断开这些链路，以观察它们对链路性能的影响。这是一个基于 Windows 的程序，所以可以在任何典型的 PC 上运行，只要 PC 有足够的随机存储器（RAM）和硬盘容量。

本书可供本科高年级学生和研究生作为光纤通信技术入门课程的教材。书中包含光纤通信的理论和应用方面最基本的素材，本书也可以作为从事光纤通信系统设计的工程师的参考书。学习本书需要具备一般工程专业高年级本科生的基础知识，这包括电磁理论基础、微积分和初等微分方程、相当于本科一年级物理学教程中的光学基本概念以及电子学基本概念。在本书的主体中将简要回顾以下几方面的基础知识，主要有光学概念、电磁理论和半导体物理基础。在这个版本中，许多小节将讨论一些较为高深的课题（例如麦克斯韦方程在圆柱波导中的解法、光接收机的数学理论等），这些小节都加有星号，跳过这些带星号的小节将不会使本教程失去内容的连续性。为了便于读者学习本书并将所学知识用于实际的工程设计，本书从头至尾给出了许多例子。由266个习题构成的习题集可以帮助测验读者对本教程内容的理解程度，同时还可以扩展和加深对教程内容的理解。任课教师可从出版商那里得到这些习题的解答。

有关最新发展的信息以及与本书相关的参考资料可以在与本书有关的 McGraw-Hill 的 Web 网站上找到，即 http：//www.mhhe.com/engcs/electrical/keiser/。

物理常数及其单位

常数	符号	量值（mks 单位制）
真空中的光速	C	2.99793×10^{8} m/s
电子电荷量	q	1.60218×10^{-19} C
普朗克常数	h	6.6256×10^{-34} J · s
玻耳兹曼常数	k_B	1.38054×10^{-23} J/K
T=300 K 时 $k_B T/q$	—	0.02586 eV
自由空间电容率	ε_0	8.8542×10^{-12} F/m
自由空间磁导率	μ_0	$4\pi \times 10^{-7}$ N/A^2
电子伏特	eV	1eV=1.60218×10^{-19} J
Angstrom 单位	Å	1 Å=10^{-4} μm =10^{-8} cm
自然对数的底	e	2.71828
Pi	π	3.14159

作 者 简 介

Gerd Keiser 致力于光网络技术和数字交换技术的研发和应用已达 25 年之久，这期间他主要在 GTE Systems and Technology 公司工作。目前他的研究兴趣主要是高性能电信网络的结构设计与实现。Gerd还在美国东北大学和Tufts大学电气工程专业任副教授，并且兼任Wentworth技术研究所的技术顾问。他是IEEE的会士，除本书以外，还著有“Local Area Networks”（McGraw-Hill 出版）。Gerd先生在威斯康星大学获得数学学士学位和物理学硕士学位，在东北大学获固体物理学博士学位。

目　　录

第1章 光纤通信总览

自古以来，通信就是人们的基本需求之一，这种需求引起人们开始发明能将信息从一个地方传送到另一个遥远地方的通信系统。至今为止，已有多种形式的通信系统出现，每一种新的通信方式出现的原动力都是源自于改进传输的可靠性、提高信息传输速率或增加中继站之间的距离。19世纪中叶以前，所有的通信方式只能以极低的信息速率工作，而通信方式不外乎光方式和声方式两种，例如信号灯和喇叭。已知的最早的光通信线路是公元前8世纪在古希腊出现的烽火台通信，这种通信方式可用于报警、呼救或通知特定的事件[1]。

1838年Samuel F. B.Morse发明了电报，这标志着人类进入了一个通信新纪元，即电通信时代[2]。此后，在图1.1所示的电磁频谱中有越来越多的部分用于将信息从一个地方传送到另一个地方[3]。这是因为对于一个电通信系统，信息数据通常是加载于一个正弦电磁波（即所谓载波），然后再通过通信信道传送的。在目的地，信息再从载波中分离出来，并根据需要加以处理。由于可传输的信息总量是与载波的工作频率范围直接相关的，因此提高载波频率在理论上就可以增加传输带宽，通常也就可以提供大的信息传输容量。因此，电通信系统总是倾向于采用更高的频率（更短的波长），这样便可增加带宽或者提高信息传输容量。正是由于这种原动力导致了无线电、电视、雷达和微波线路的产生。

图1.1所示的电磁频谱中，另一个重要的部分在光频区域。与电通信相比，以光形式实现的信息传输不是通过对载波的频率调制完成的，而是通过改变光功率的强度而实现的。与射频波段类似，光波也有两种传输媒介可以利用，一是大气信道，另一个是被导波信道。在光波系统中，通常使用波长这个术语来区分关注的频段，而不是像无线电领域那样使用频率这个术语。但是，到了20世纪90年代中期，随着高速多波长系统的改进，光源的输出也开始使用光频这一术语。其原因是像锁模半导体激光器一类的光源，如果调谐到不同的发射范围，则比较容易控制输出光的频率而并非波长。当然，不同的光频率ν是以一个基本关系式$c=\nu\lambda$与波长λ相联系的，例如，1552.5 nm波长的光信号，其频率为193.1 THz（193.1×10^{12} Hz）。光谱范围大约从50 nm（紫外）一直到100 μm（远红外），可见光在400~700 nm范围以内。本书讲授的光纤通信，其工作波长范围为800～1600 nm。

1.1 基本的网络信息速率

20世纪90年代，一些基于通信网络资源的业务，例如数据查询及更新、家庭购物、视频点播、远程教育、电子医疗、电视会议[4-7]等以异乎寻常之势飞速发展。个人计算机（PC）的存储容量及处理能力的显著增加、Internet广泛普及的趋势、远距离接人程序和信息数据库，使人们有了更广阔的选择范围，并为这类需求的增长添加了原动力。为了处理日益增长的来自家庭PC用户到巨型商社和研究机构的高带宽业务需求，通信公司在世界范围内利用光纤传播的光波构成了主要的传输系统。这种光传输媒介由细如毛发的玻璃纤维构成，光信号在其导引下可以实现长距离传输。

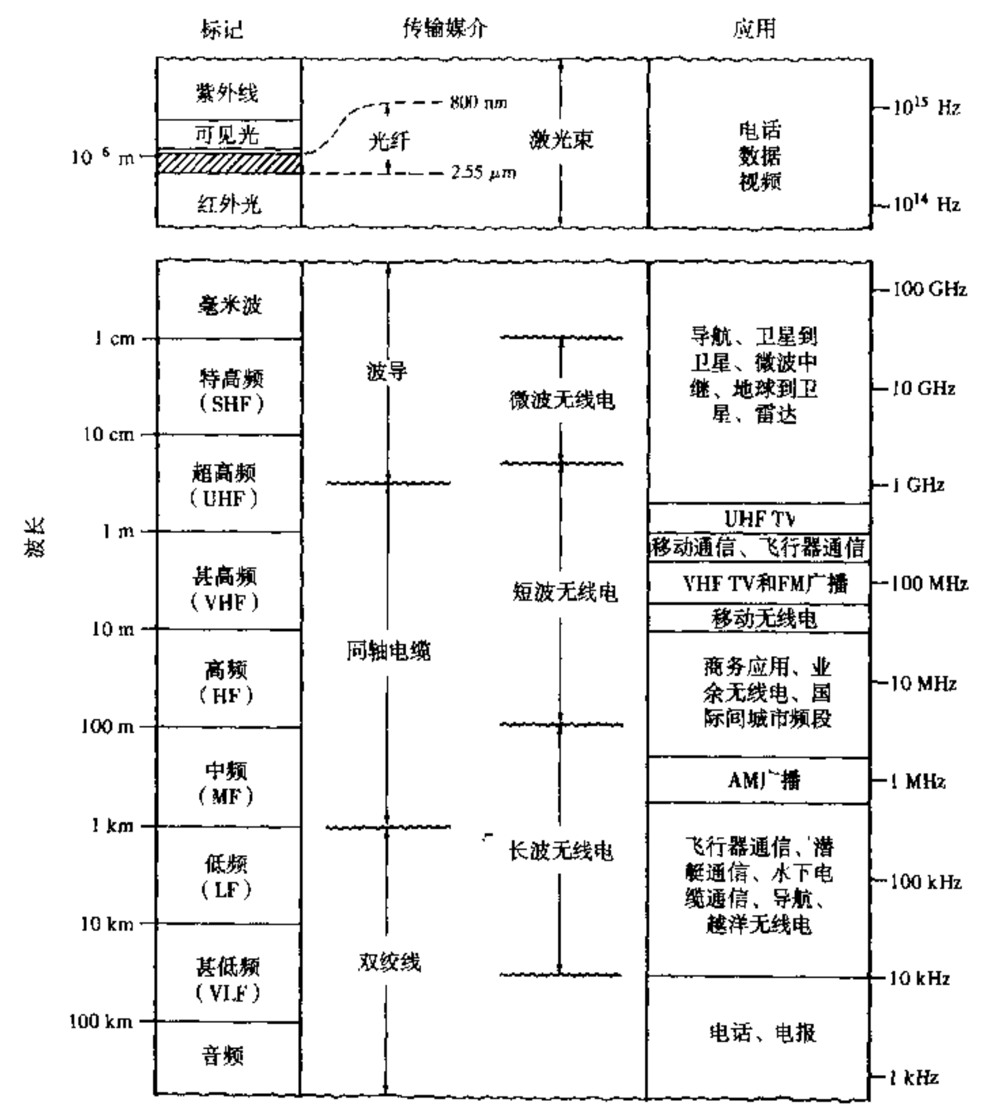


图 1.1 应用于通信系统的电磁频谱示例（经允许复制于 Carlson，©1986，McGraw-Hill Book Company）

表 1.1 给出了一些典型的声音、图像和数据业务的信息速率的例子，为了将这些业务从一个用户传送到另一个用户，网络将来自很多不同用户的信号组成一个合成信号，并将这一合成信号通过单一传输线路传送，这就是所谓的时分复用（TDM）。其中，每个以数据速率 R b/s 传输的 N 个独立的信息数据流，将以电子方式组成单一的 $N \times R$ b/s 的高速数据流。为了得到有关 TDM 的详细描述，我们来看一下电信系统的复用方案。

表 1.1 一些典型的语音、视频和数据业务的信息速率例子

业务类型	数据速率
视频点播/交互式 TV	1.5 ~ 6 Mb/s
视频游戏	1 ~ 2 Mb/s
远程教育	1.5 ~ 3 Mb/s
电子购物	1.5 ~ 6 Mb/s
数据传送或远程支付	1 ~ 3 Mb/s
视频会议	0.384 ~ 2 Mb/s
语音（单信道）	64 Kb/s

光纤传输线路的早期应用主要集中于电话线路的传输干线。64 Kb/s的语音信道将通过时分复用组成数字链路。图1.2所示的为北美电话网的数字传输体系，它以1.544 Mb/s的传输速率（即所谓T1速率）作为基群，并由24个64 Kb/s的数字语音信道通过时分复用而形成。将帧比特加入这些语音信道中以形成1.544 Mb/s的比特流，任何一个级别的标称输入速率信号都是由其他具有相同速率的输入信号复用而成的。

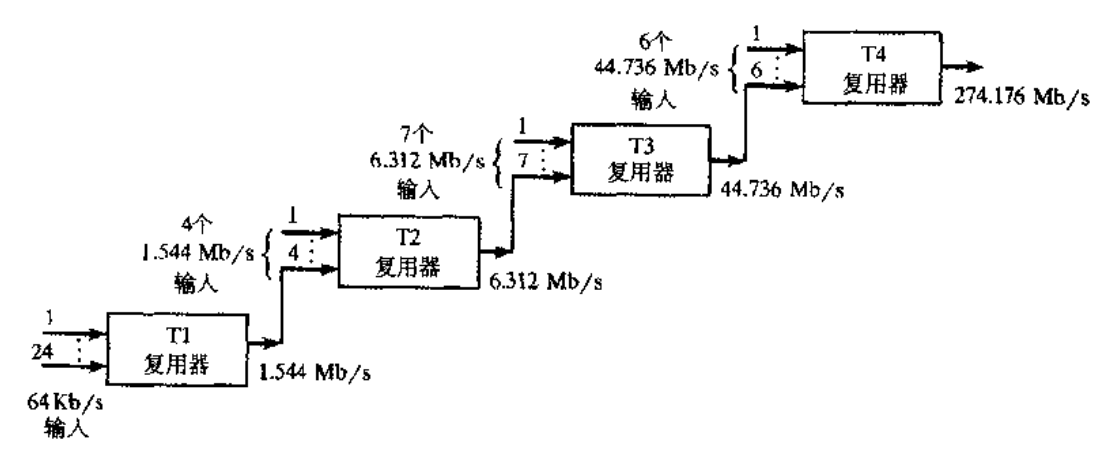


图1.2　北美电话网的数字传输体制

上述系统并不局限于语音信号的复用，以T1速率为例，任何具有相近格式的24个64 Kb/s输入信道都可以构成一个信号，并按图1.2所示的体系传输。正如图1.2和表1.2所示，复用速率规定为T1（1.544 Mb/s）、T2（6.312 Mb/s）、T3（44.736 Mb/s）和T4（274.176 Mb/s）。欧洲和日本采用不同的速率等级构成各自的数字体系，其速率等级如表1.2所示。描述数字系统的更一般的术语是DS1、DS2、DS3等，DS代表数字系统。按字面意义，"DSx"表示其帧结构和其他接口规定，而"Tx"则代表传输DSx信号的传输媒介。这两种标识方法经常交替使用。

表1.2　北美、欧洲和日本的数字复用等级

数字复用等级	包含64 Kb/s信道的数目	比特速率（Mb/s）		
		北美	欧洲	日本
0	1	0.064	0.064	0.064
1	24	1.544		1.544
	30		2.048	
	48	3.152		3.152
2	96	6.312		6.312
	120		8.448	
3	480		34.368	32.064
	672	44.376		
	1344	91.053		
	1440			97.728
4	1920		139.264	
	4032	274.176		
	5760			397.200

20世纪80年代，随着高速光纤传输线路所取得的进展，一个新的标准信号格式已被业务提供商所采用，这个标准格式在北美称为同步光网络（SONET），而在世界其他地方则称为同步数字系列（SDH）。这个标准中定义了一个在光纤干线链路中传送复用数字业务的同步帧结构[8]。在SONET信号体系中处于第一等级的基本模块称为同步传送信号－Level 1（STS-1），其比特速率为51.84 Mb/s。更

高速率的SONET信号是由N个STS-1帧经字节间插形成的，然后经过扰码转换为光载波-Level N（OC-N）信号。OC-N信号的线路速率严格地等于OC-1信号速率的N倍。对于SDH系统，其基本模块是155.52 Mb/s的同步传送模块-Level 1（STM-1），高速的信息流则由N个不同的STM-1经同步复用形成，即为STM-N信号。表1.3所示为常用的SDH和SONET信号等级，本书第12章将更详细地介绍这一专题。

表1.3 常用的SONET和SDH传输速率

SONET等级	电等级	线路速率（Mb/s）	等价的SDH等级
OC-1	STS-1	51.84	—
OC-3	STS-3	155.52	STM-1
OC-12	STS-12	622.08	STM-4
OC-24	STS-24	1244.16	STM-8
OC-48	STS-48	2488.32	STM-16
OC-96	STS-96	4976.64	STM-32
OC-192	STS-192	9953.28	STM-64

除了作为电话干线传输以外，光纤光学在模拟和数字通信领域还有广阔的应用范围。例如，可以将信息置于所谓的异步转移模式（ATM）格式之中。ATM可用于实时传输窄带和宽带通信业务，例如电话、电视会议、视频娱乐节目、数字影像以及单个用户线路的数据。近几年，数字影像已成为Internet中最主要的信息源[9]。这类业务需要巨大的带宽，这将是对传输线路提供商的一个巨大挑战。光纤光学应用的另一个关键概念是所谓的综合业务数字网（ISDN），ISDN结构使数字通信网可以同时处理语音、传真、数据、电视教学、远程测量、音频广播、视频服务等通信业务[10,11]。这类应用的传输速率范围从本地应用的155 Mb/s（SONET OC-3）直到高速主干线路的10 Gb/s（SONET OC-192[12,13]）。

1.2 光纤光学系统的演进

一般我们使用比特速率-距离积BL来度量光纤链路的传输容量，这里的B是传输的比特速率，L则是中继距离。自1974年光纤通信开始实用化以来，其传输容量以每4年增加10倍的速度发展。支撑其发展的因素主要有几项技术的进步。光纤系统工作的波长范围及4种关键线路器件的特性如图1.3所示。这4种器件分别是光纤、光源、光检测器和光放大器，图中垂直方向的虚线标明了光纤系统的三个主要工作窗口的中心位置，1.3节中还将对此进行详细介绍。第一代系统工作在850 nm附近，这是早期石英光纤的一个低损耗窗口。第一代系统使用以GaAs为基础材料制成的光源、硅材料制成的光检测器和多模光纤。光纤的模间色散和损耗限制了第一代系统的传输容量。美国最初的电话系统野外传输试验，则于1977年分别由GTE在洛杉矶[14]完成以及AT&T在芝加哥[15]完成。类似的线路同时在欧洲和日本也被证实是可行的。城市之间应用的传输速率在45~140 Mb/s范围内，中继距离大约10 km。

光源和光检测器技术的进步，使我们有可能将工作波长由800 nm移至1300 nm。在1300 nm波段的光纤损耗更小、色散更低，这就使得长途电话干线的无中继传输距离更长。城市间的传输系统早先都采用多模光纤，到1984年单模光纤便取代了多模光纤。与多模光纤相比，单模光纤有大得多的传输带宽。长途线路的比特速率一般为155 Mb/s和622 Mb/s（OC-3和OC-12），个别系统高达2.5 Gb/s（OC-48），中继距离在40 km左右。无论是多模光纤还是单模光纤均可用于局域网中，其比特速率在10 Mb/s~100 Mb/s的范围内，传输距离从500 m到10 km不等[16,17]。

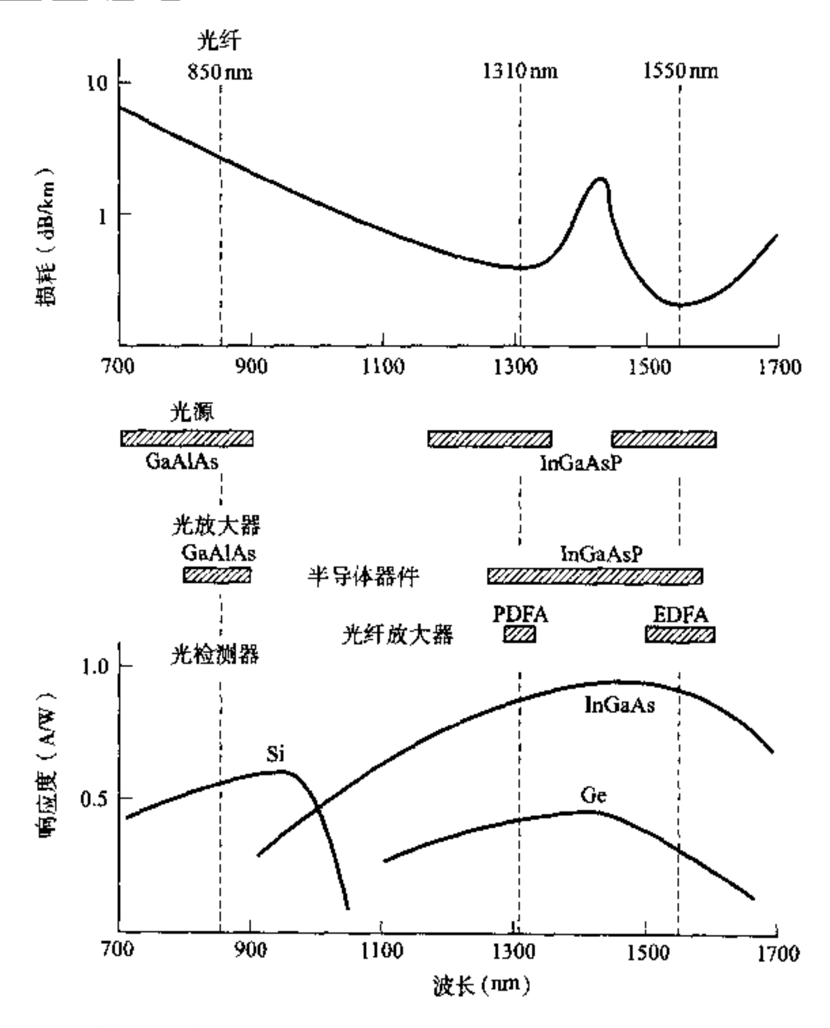


图1.3 光纤系统的工作范围和4种关键的线路器件的特性

工作在1550 nm的系统有最低的损耗，但常规单模光纤在1550 nm波段的色散要比1300 nm波段大得多，光纤制造商为了克服常规单模光纤的这一缺点，研制了所谓的色散位移光纤。这就使得1550 nm系统对于高速长距离传输和海底线路更具吸引力[18,19]。此类线路通常可承载2.5 Gb/s的数据流，无中继传输距离超过了90 km。到了1996年，由于高质量的激光器和接收机所取得的长足进步，使得单波长系统的传输速率达到了10 Gb/s（OC-192）。

1989年，光放大器的应用导致了光纤传输容量的一个突破性进展。尽管基于GaAlAs的半导体光放大器首先问世[20]，但最为成功、并得到广泛使用的是工作在1550 nm波段的掺铒光纤放大器[21]（通常称为EDFA）。工作在1300 nm波段的掺镨光纤放大器（通常称为PDFA）也同时研制成功[22]，但尚待完善。在同一时期，采用光孤子信号[23]通信的长途大容量系统也得到实验验证。孤子是一种不弥散的脉冲，它是光纤的非线性效应与色度色散效应相抵消的产物。作为一个例子，采用光放大器和特殊的调制方式，可以使10 Gb/s的孤子信号在实验线路中的传输距离达到了12 200 km[24]。

波分复用（WDM）技术的应用导致了光纤传输容量的又一次突破[25]。WDM的基本思想是将工作波长略微不同、各自携带独立的信息数据流的多个光源发出的信号注入同一根光纤传输。尽管WDM的研究工作始于20世纪70年代，但在随后的年代里，研究人员转向了相对更为容易一些的高速电子器件和光器件的研究，而不是追求更为复杂的WDM系统。到了20世纪90年代，由于电子器件已经接近了它们的调制速率极限，因此进一步提高电子设备的速率将变得更为复杂，于是

WDM戏剧性地迎来了它的大发展。世界范围铺设WDM网络的一个例子是图1.4所示的SEA-ME-WE-3光缆系统。这个海底网络连接从德国直到新加坡的多达10个以上的国家。该网络之所以称为SEA-ME-WE，是因为它连结了东南亚（SEA）、中东（ME）和西欧（WE）。这个网络的海底光缆有两个光纤对，每根光纤的传输容量为8个STM-16波长。

自20世纪90年代中期开始，由于EDFA和WDM的结合，使光纤传输容量进一步增长、传输距离进一步增加。这类超高速线路的一个主要系统设计考虑是，保证有合适的线路和设备冗余度。以便在光缆断裂（例如铲断了海底光缆）或中间节点[26-28]上设备失效而导致通信中断时，还有可选的备用路由。否则，这样的通信中断会对大量的用户群体造成毁灭性打击。

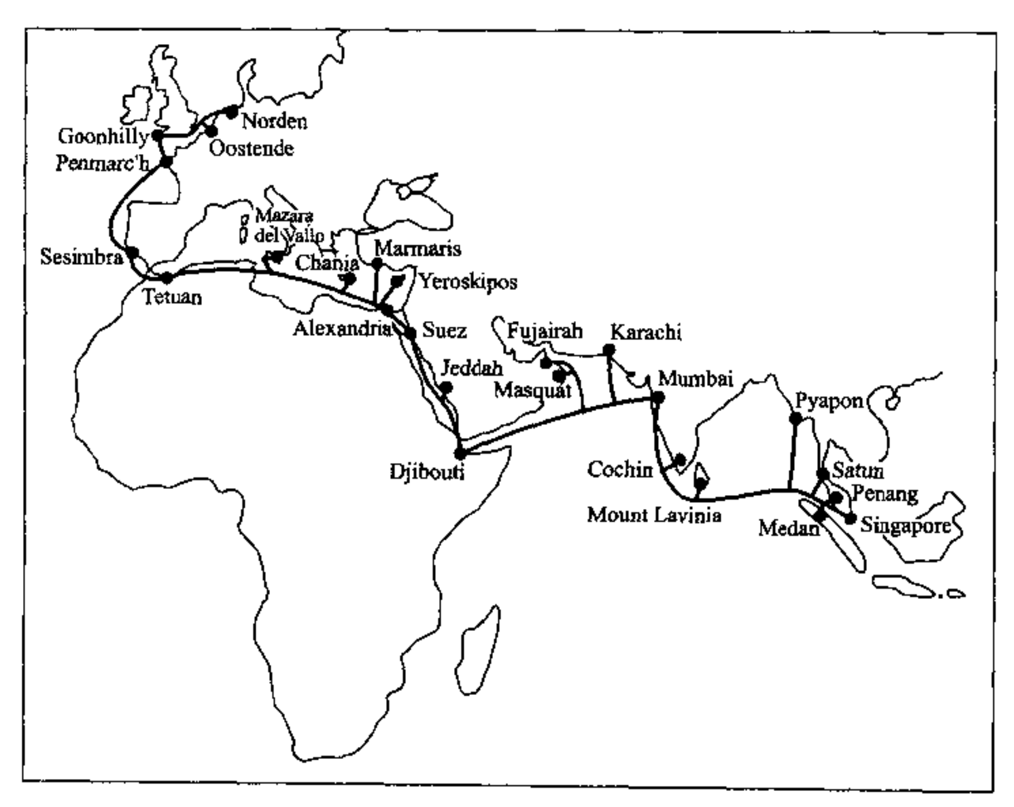


图1.4 连结德国到新加坡之间各国的SEA-ME-WE-3 WDM海底光缆网络（经允许摘自 Trischitta and Marra, [19]© 1998, IEEE）

1.3 光纤传输链路的基本单元

光纤传输链路由图1.5所示的元素组成。其关键部分是由光源和驱动电路组成的光发送机；将光纤包在其中对光纤起到机械加固和保护作用的光缆；由光检测器和放大电路、信号恢复电路组成的光接收机。一些附加的元件包括光放大器、连接器、接头盒、耦合器和再生中继器（用于恢复信号形状的特性）。在光纤链路中，成缆后的光纤是最重要的元件之一，有关光纤的知识将在第2章和第3章中讲述。为了在铺设过程中保护玻璃纤维及运行需要，光缆中还应包含有铜线，用来为光放大器和信号再生中继器提供电源。对于长途线路，对信号进行放大和整形是必不可少的。

如图1.6所示，与铜缆类似，光缆可以架空铺设，也可以铺设在管道内、铺设于海底或直埋于地下。由于铺设和制造的原因，单盘光缆的长度一般从几百米到数千米。线轴的尺寸和重量决定了单盘光缆的长度。较短的光缆适用于管道铺设，较长的光缆则适于架空、直埋或铺设于海底。利用

熔接技术，可以将不同的光缆段连接成连续的长途线路。对于海底铺设，光纤的熔接和中继器安装是在特别设计的铺缆船的甲板上完成的[18]。

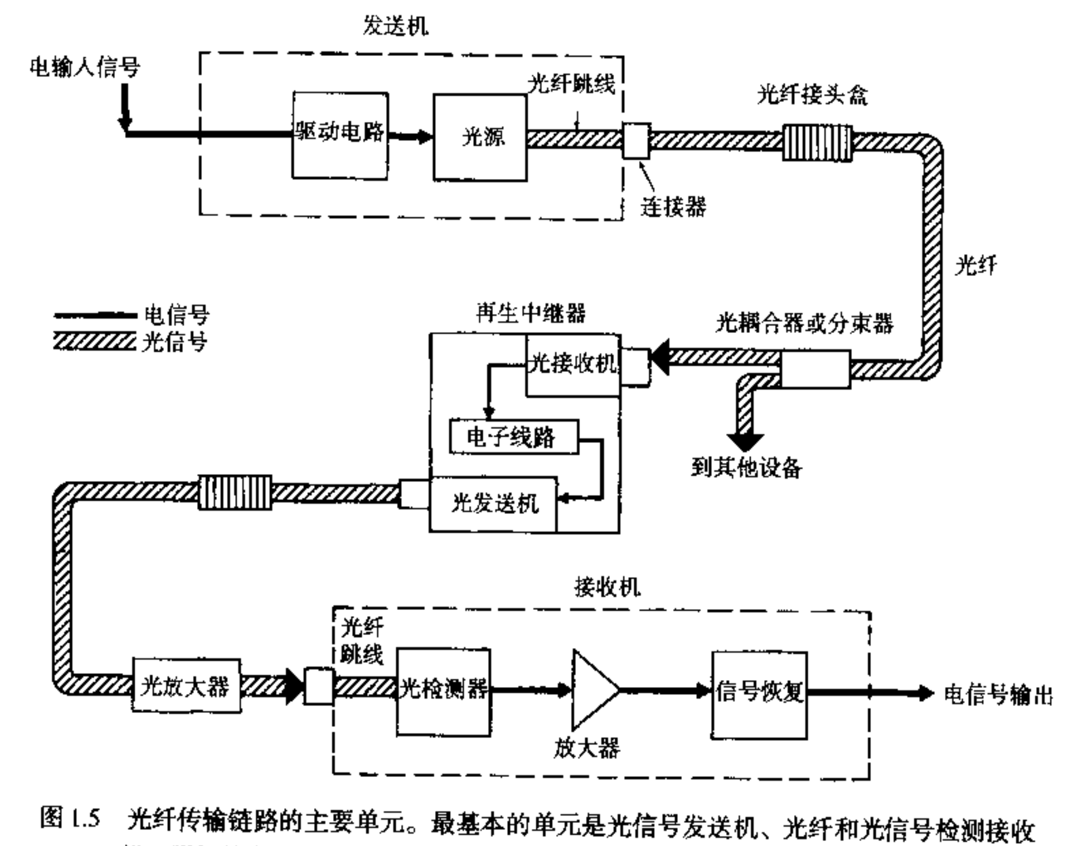


图1.5 光纤传输链路的主要单元。最基本的单元是光信号发送机、光纤和光信号检测接收机，附加的光器件包括光纤和光缆接头盒、耦合器、再生中继器、分束器和光放大器

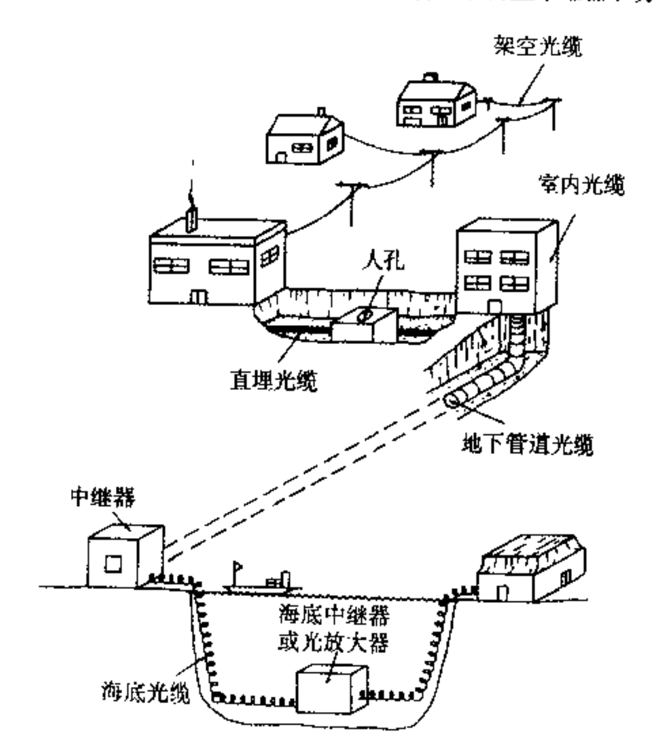


图1.6 光缆可以架空安装，也可以铺设于管道中、铺设于海底或直埋于地下

光纤的最主要特性之一是如图1.7所示的损耗与波长的函数关系。早期的技术导致800～900 nm波段成为惟一的应用窗口，早期制造的光纤在这个区域有局部的最小损耗，而且早期光源和光检测器也工作在这个波段。这个区域即所谓光纤的第一窗口。通过降低光纤材料中氢氧根离子和金属离子的含量，20世纪80年代已经可以制造在1100 nm到1600 nm范围内损耗极低的光纤，这个波长区称为长波长区。在这个区域中有两个低损耗窗口：即第二窗口，其中心波长在1310 nm；第三窗口，其中心波长为1550 nm。

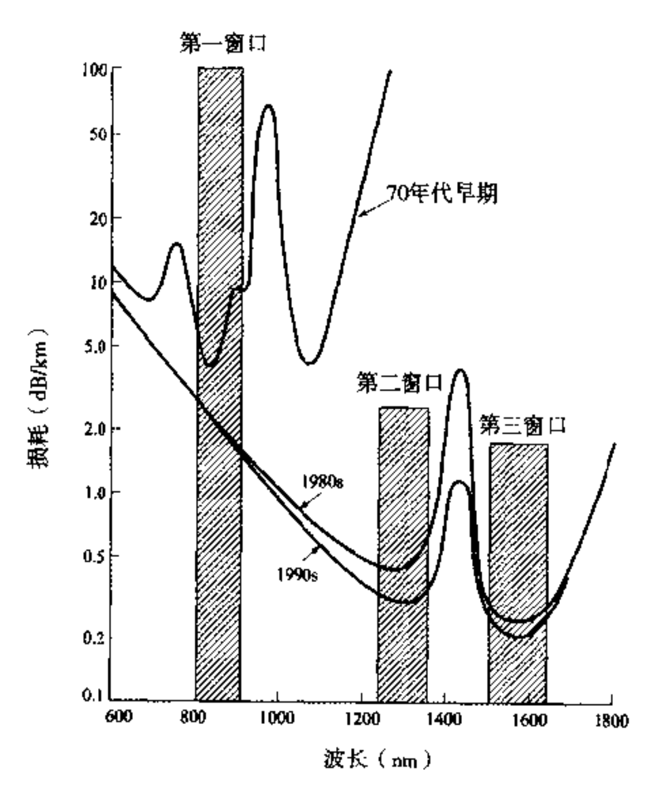


图1.7　作为波长函数的光纤损耗。早先光纤链路使用800 nm～900 nm波段，将工作波长移至1310 nm和1550 nm附近的长波长窗口，可获得更低的损耗

1998年朗讯科技（Lucent Technologies）注册的一项超高纯度提纯专利，可以去除玻璃纤维材料中所有的水分子。采用这一技术可以消除水分子在1400 nm附近的吸收高峰，从而使第二窗口和第三窗口连成统一的传输波长区，这比传统的单模光纤所能提供的带宽要超出100 nm以上。这种全波（All Wave™）光纤是专为城域网设计的，它可以为本地业务提供商同时提供数以百计的廉价的光波长。

一般铺设好光缆以后，光源应有与光纤纤芯相匹配的尺寸，以便于将光功率注入光纤。半导体发光二极管（LED）和半导体激光器是合适的光源，因为这两种光源可以简单地按需要的传输速率改变其偏置电流以实现对输出光的调制，从而获得光信号。光发送机的输入电流信号既可以是模拟信号也可以是数字信号。对于高速系统（通常高于1 Gb/s），直接调制光源会导致信号的失真，此时可采用外部调制器来改变由光源发出的连续光波的幅度。800~900 nm波段的光源一般使用GaAlAs合金制作，而在长波长（1100~1600 nm）中，InGaAsP合金是主要的光源制作材料。第4章中将详细讨论光源。

光信号注入光纤以后，由于光纤材料的散射、吸收和色散机理，会导致信号随传输距离的增加而产生连续的衰减和失真。在接收端，光电二极管将检测来自光纤末端的微弱光信号，并将其转换

为电流（即所谓的光生电流）。硅光电二极管用于800~900 nm波段，1100~1600 nm波段最主要的光检测器材料是InGaAs合金。光检测器将在第6章中讲述。

光接收机设计从本质上要比光发送机更为复杂，这是因为该设备必须处理由光检测器收到的极微弱并有所损失的信号。光接收机最主要的指标参数是接收灵敏度，即在设计数据速率上满足数字系统给定的误码率指标或模拟系统给定的信噪比指标条件的最小接收光功率。正如第7章所指出的，接收机所能达到的性能指标取决于光检测器的类型、噪声的影响以及接收机逐级放大的特性参数。

第8章将讲述数字光纤系统在采用光放大器或中继器之前，决定光信号的传送距离的条件。同时，这一章还将讲述为改善数字链路性能而采用的光数据流编码格式，并讨论光噪声对系统性能的影响。第9章将讨论模拟系统中的类似问题。

在光通信链路中，一个十分有趣而且十分有用的概念是，将1300~1600 nm波段中许多不同波长的光信号同时注入同一根光纤传输。这种将多个波长结合在一起，注入同一根光纤传输的技术就是所谓的波分复用或简称为WDM。图1.8所示为基本的WDM结构示意图，图中有N个完全相互独立的光信息流，它们有不同的工作波长，经光复用器合成后送入同一光纤进行传输。值得注意的是，每一路光数据流的数据速率可以是不同的，每路信息流在经复用以后仍保持自己各自的数据速率及各自惟一拥有的工作波长。从概念上分析，WDM与微波和卫星通信系统中所用的频分复用（FDM）技术是相同的。第10章将讲授WDM概念及WDM系统的实现。

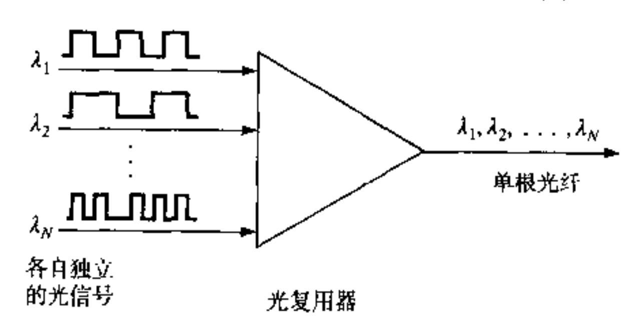


图1.8 将N个独立的光信号复用到单根光纤中

通常，如果要建设一条光链路，则必须进行功率预算。当线路总损耗超过功率富余度时，必须增加中继器。传统的中继器如果要放大光信号，必须完成光电转换、电信号放大、再定时、脉冲整形等操作，然后再完成电光转换。这种处理方式对中等速率的单波长系统是很好的，但对高速的多波长系统将变得十分复杂而且成本昂贵。因此，人们付出极大的努力，致力于发展光纤的两个长波长传输窗口的全光放大器。在第11章中将会看到一些基本类型的光放大器，以及关于它们如何应用于光通信网络的描述。

鉴于第8章仅介绍点对点链路的性能，而点对点光纤系统仅仅可以实现两个电子信号处理设备之间的简单连接，所以在第12章中将处理更为复杂的网络。其中展现的网络结构可以用于局域网、城域网或者是连接成百上千用户、具有极宽的传输容量和传输速率范围的广域网。作为一个例子，图1.9展示了一个概念性的SONET或SDH网络。该网络可以提供极为丰富的业务，从宽带（高速）远程计算机处理到典型的64 Kb/s电话业务。在这个网络中，基于WDM的高速OC-192光纤主干线路可以在不同的城市或不同的国家间提供多个10 Gb/s的信道。采用多波长技术可以明显地增加系统容量和结构的灵活性，提高主干网的潜在能力。中等速率的区域网与该主干网相连，提供诸如电话交换中心互联、卫星传输设备接入、移动电话基站接入等多种应用。更小范围、更低速率的网络提供更加变化多样的应用，例如到家庭及商社的电话业务、远程学习、Internet接入、公用天线电视（CATV）、安全监视、电子邮件等。发展这类复杂网络的主要动力来源于社会团体对信息交换

快速增长的需求，此类团体包括商社、金融系统、教育系统、健康机构、政府机关、安全部门、娱乐场所等。信息交换能力的提高来源于功能日益强大的计算机和信息数据的存储器件。

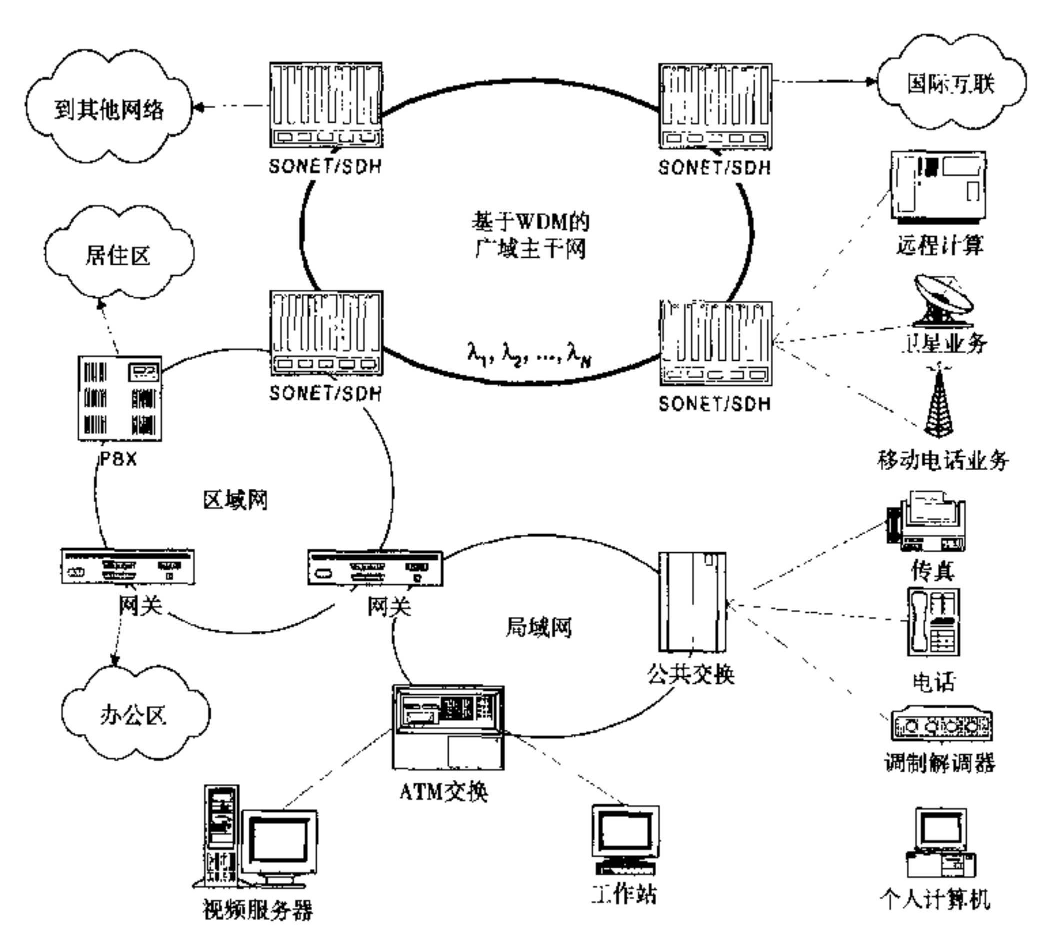


图 1.9 连接局域网、城域网和广域网的概念性 SONET/SDH 光传送网

在光纤通信系统的设计和铺设过程中，当系统组成单元的工作参数发生变化时，必须依赖于测量技术。除了光纤参数以外，系统工程师对了解无源分束器、连接器、耦合器以及电光元件（如光源、光检测器和放大器）的特性参数也是十分感兴趣的。更进一步，当线路铺设竣工而对其测试时，一些重要的工作参数如误码率、时间抖动、由眼图指示的信噪比也是必须测量的。在实际运行期间，为了便于系统的运行管理，必须通过测量确定诸如光纤故障位置、远处光放大器的工作状态等。在第 13 章中，将首先列出光纤元件的测试标准和系统性能评估标准，然后讨论光纤通信系统的各种测量方法。

1.4 仿真与建模工具

多年以来，数值方法用于预测和评估单个纤维光学器件[29-36]、链路[37-45]和网络[46-54]。现在，随着光链路和网络复杂性的增加，集成了器件、链路和网络功能的计算机仿真和建模工具，可以使设计过程更高效、更经济也更快速。迅猛发展、能力越来越强的个人计算机导致了很多基于PC的尖端仿真工具的发展。这些光子设计自动化（PDA）工具都基于很好的数值模型。它们可以仿真的参数包括由于光纤的几何形状或位置不匹配所引起的连接损耗；由光源到光纤的功率耦合效率；有源和无

源光器件中的大、小信号行为；复杂光网络的性能等。这些软件也可对诸如波导耦合器、光滤波器、波导光栅阵列、光放大器和光源等元件进行建模。

本节给出了基于个人电脑或台式工作站的PDA工具的概要，所讨论的内容包括仿真工具的基本概念和它们所使用的图形编程语言。本节的一个重要部分是描述一个功能强大的仿真和建模工具，它就是Virtual Photonics公司[55]的光子传输设计组件（Photonic Transmission Design Suite®，PTDS）。1.4.3节描述了该程序，本书附带的CD-ROM中提供了该软件的学生版。读者可以求助于参考文献55和56所列的网址和内容，向PDA工具提供商求购该软件。

1.4.1 仿真和建模工具的特征

基于计算机的PDA工具可以提供一个有效的途径，用于在昂贵的原型机制造以前，辅助分析一个光元件、电路或网络的设计。然而值得注意的，则是软件设计所采用的近似和模型假定。由于大多数电信系统设计时都留有若干分贝的富余度，因此对运行行为的计算采用适当精度的近似，不仅是可以接受的，而且一般对于采用有限的计算时间而言，也是必要的。

计算机仿真所使用的理论模型通常需要具有下述特性[48]：

- 足够详尽，以至于对所有可能影响元件、电路或网络性能的参量都能进行适当的评估；
- 具有一组公共参数，用于仿真器件和其他部分的互联，以组成电路或网络；
- 相连元件间的接口能传递足够的信息来识别所有可能的交互；
- 计算的效率允许在精度和速度之间权衡，这样就可以在设计的早期阶段实现对系统性能的快速估计；
- 能够在所需的频谱范围内仿真元件；
- 能够仿真诸如非线性效应、光信道串音、激光器失真和光纤色散等参量。

为了让用户能够可视化地、迅速地完成系统仿真，仿真程序通常具有如下特征：

- 可以利用图标库和图形用户界面（GUI）来建立一个系统原理图。图标代表不同的系统元件（如光纤、滤波器和放大器）和仪器（如数据源、功率表、频谱分析仪）；
- 允许用户在仿真过程中同程序进行交互。例如，用户可能需要修改一个或若干个参数以评价其影响。这在设计的早期阶段尤为重要，此时需要确定感兴趣的工作范围；
- 具有大量的统计分析、信号处理和显示工具；
- 通用的显示形式，包括时间波形、电和光的频谱、眼图和误码率曲线。

1.4.2 编程语言

商用水平的仿真工具是基于图形化程序语言的[57]，如Ptolemy和LabVIEW®。在这些语言中，系统元件（如激光器、调制器、光放大器和光纤）表示为具有单端或双端光电接口的可编程图标的模块库，与此相联系的每个图标都带有一个菜单窗口，以便于用户给出元件的工作参数和接口特征。用户除了可以使用程序提供的模块外，还可以使用外部软件代码（如C或C++）或图形化程序语言来建立自定义的器件的模型。

模块库可以分为4个主要类型：发送机、信道、接收机和可视化工具。表1.4列出了分属于这4类的一些图标和它们的特征。使用这样的一组图标，只需几分钟就可轻易地将较复杂的元件、简单链路或复杂的多信道链路组合在一起，构成一个仿真系统。简单地选择代表所需元件和测试仪器

的图标，并使用连线工具将它们相连就构成了一个光传输系统。当设计完成了以后，可以使用工具栏上的控制按钮对图表进行快速编译和仿真处理。

一旦选择并连接了图标，用户就进入了相对而言比较复杂的一步工作，这包括在实际可取的范围之内选择光电元件和子模块的参数。重要的是，参数值对实际应用十分敏感。有时，可能需要查看供应商提供的规范手册。

同样重要的是，必须牢记仿真软件所使用的建模方法。常用的两种方法分别是传输线激光器模型（TLLM）[58]和分步傅里叶模型法[59,60]。这些都是伪频谱法，它们通过消除光载频率的计算来减小计算量。TLLM使用沿传输方向的各离散点上的散射矩阵来求解双向传输问题，求解过程在时域进行。这种方法的好处是，信息流在建模求解过程中与光波的传输相呼应，因此传输时延能代表实际的情况，从而可以对能量脉冲沿谐振腔传播的器件类型正确建模。

分步傅里叶模型法是一种数值计算法，它在频域完成求导计算，而在时域完成乘法运算。该方法的关键好处是可以考虑所有的交叉耦合效应，而最大的缺点是如果某些因子（如抽样速率）选取不当，就会很耗时，这一点对于估计信道数较大的WDM性能尤其关键。例如，单信道仿真可以在几分钟内完成，采用精确计算方法的32信道仿真要占用中央处理单元（CPU）几个小时的时间，而100个信道则需要几天时间，除非采用近似或半解析法。为了减少计算时间，已经开始研究可变策略的算法，并且已在一定程度上应用于仿真软件中。分步傅里叶模型之所以流行，是因为它可用于光纤和脉冲参数的设计，以减小码间串扰和减小如四波混频引起的噪声因子。另外，该方法可以产生精确的眼图，并仔细考虑了模型带宽和精度之间的权衡。应当注意一般情况下，任何有关如何正确提供仿真参数的细节都由软件的用户手册给出。

表 1.4　4个主要类型的仿真图标和各自所提供的主要功能特征

图标组/类型	模块或功能块的特征
发送机	
激光器	采用速率方程对器件建模，考虑的参数包括发射光强、相位噪声、激光器啁啾和偏振。也可以使用一个简化的解析模型来代替
编码器	描述数字编码方案
脉冲产生器	产生伪随机比特流和脉冲形状的规范
调制器	规范了铌酸锂外调制器的参数
信道	
单模光纤	规范了线性和非线性效应，如衰减、色度色散、偏振模色散、自（交叉）相位调制、四波混频和Raman散射
光放大器	EDFA和半导体放大器：双向或单向泵浦方案，反射功率
光滤波器	光通带及其他参量，所考虑的滤波器包括Fabry-Perot、Mach-Zehnder、光纤布喇格光栅和阵列波导等
频率转换器	使用半导体光放大器在网络的枢纽节点实现波长变换
无源器件	光衰减器、分束器、组合器和连接器
接收机	
光电二极管	*pin*或雪崩检测器
前置放大器	EDFA前置放大器的特征
滤波器	接收机中的光和电滤波
抽样器	规范了计算误码率的不同方法
可视化工具	
仪器	可以将数据发送到代表仪器的图标，如频谱分析仪、误码率测试仪和功率表
数据图	可视化的数据计算采用时域或频域表示，如眼图、直方图等
3D绘图	许多变量的最优化问题可以采用三维数据绘图或等高线图来表示

1.4.3　PTDS®仿真和建模工具

作为商用软件的例子，Virtual Photonics公司提供的一个仿真和建模工具称为光子传输设计组件（PTDS）。PTDS可以设计用于通信系统的光子元件和易于连接的图形用户界面。可建模的光子元件例子包括光放大器、发送机、波长变换和路由器、光TDM元件、全光交换机、波长复用器和光交叉连接器件。另外，PTDS具有电光联合设计的能力，包括RF、模拟和数字信号处理（DSP）的建模和仿真能力。PTDS提供的系统设计工具允许用户仿真各种各样的网络结构，例如WDM、光TDM和基于光纤网的CATV系统。

在仿真光网络的性能时，PTDS的光网络仿真层（ONSL）控制PTDS和其他用户定义或第三方仿真工具之间的数据交换。在检查设计性能时，仿真管理器允许直观而友好的参数扫描。在进行参数扫描时，可视化工具提供了类似于数字示波器或频谱仪的交互显示。

PTDS提供了通用的采用分层仿真技术的集成设计过程。因此，它可以分别在元件、传输链路和传输网络的各仿真层独立运行，然后将某层的设计概述和分析传到相邻层。例如，用户可以采用精确方程设计一个光源，然后将光源的特征以简单模型的方式交给较高的传输链路层。将光放大器模型并入一个链路以后，链路层就可以把传输信道的基带响应传给网络层。这样，网络结构可以在高效地优化高层的同时，不丢失低层对网络的潜在贡献。此外，在联合设计时，某层上工作的用户可以将他们足够详细的分析结果交给工作在相邻层上的同事使用。

该工具的学生精简版包含在本书附带的CD-ROM中。CD-ROM含有工作软件、使用指南、在线文档、安装指南和该软件完整版的许可条件。这是一个基于Windows的程序，所以它可以运行于任何标准的PC之上，只要有足够的RAM和磁盘空间。更多的细节请参见1.5.2节。

1.5　本书的使用和扩展

本书以下各章将给出光纤通信领域的入门知识。各专题是按照从对主要框图的描述到对整个链路和网络的分析、兼顾测试和性能仿真方法这样一个系统化过程来引导读者的。本书中的素材可以作为分析和设计光纤通信系统的坚实基础。

如同任何活跃的科学和工程学科一样，光纤技术正不断地变化和发展。光复用、全光网、集成光学和器件配置不断地追求新概念；新材料正在引入光纤、光源和光检测中；光网络的运行和维护方法也在发展。这些变化并不对本书给出的内容构成重大影响，因为本书是基于持久的基本概念的。对这些概念的理解将使得读者快速理解任何可能产生的新的技术发展。

1.5.1　参考资料

每章后面都给出了大量的参考文献，作为深入所讨论主题的出发点。由于光纤通信整合了许多不同科学与工程学科的研究和发展成果，所以各章所涵盖的材料涉及到的论文有数百篇之多。尽管如此，也不是所有论文都被列入参考文献，所选用的论文代表了对光纤光学领域的主要贡献，也可以作为深入学习的好向导。此外有关最新发展的参考文献可从众多的会议论文集中找到[61-64]。进一步的补充材料可以从特定的书籍中找到。

为了帮助读者理解和使用本书的材料，我们给出了大量物理常数和单位的快速参考，附录A到E分别给出了国际单位制、完成习题所需的数学公式、关于分贝的讨论和通信理论专题。附录F提供了光纤中的脉冲展宽和信号色散的推导，推导过程是以波动方程中传播常数与频率的相关性为基础的。

1.5.2 CD-ROM 中的仿真程序

CD-ROM 中的简装版 PTDS 软件允许读者学习对关键元件（如激光二极管、光耦合器、光放大器和光检测器）及包含它们的基本链路的性能仿真。每个元件的参数都已经预定义了，采用一般商用器件的值。使用基于 Windows 的屏幕，用户可以改变这些参数中的任一个（如光纤长度），还可以打开或关上某个特定参数，从而观察它们对链路性能的影响。结果可存入文件，并从这些文件中通过任何标准的电子表格或绘图程序读出数据，以图形化显示结果。这一交互过程可以为读者提供对本书内容的更好理解，也可以显示整个仿真建模程序的潜在性能。

1.5.3 光子学实验室

除了课堂讲授以外，在实验课程中揭示元件、链路和仪器的操作特性可以大大增强对光纤技术的理解。许多大学已经改进了实验课程和设备，以适应教室授课所需[81,82]。

1.5.4 基于 Web 的资源

本书的 Web 网站位于 http://www.mhhe.com/engcs/electrical/keiser。这个网站包括教师和学生资源、内容勘误、联系信息、到其他有关站点的链接以及新技术或标准的更新。本站点将会周期性地更新诸如对新的习题的建议、设计工程或建模仿真思想；描述近期技术或实现的发展；给出元件、传输设备和测试仪表供应商的网址列表。该网站也提供了读者反馈机制。

参考文献

1. V. Aschoff, "Optische Nachrichtenübertragung im klassischen Altertum," *Nachrichtentechn. Z. (NTZ)*, vol. 30, pp. 23–28, Jan. 1977.
2. H. Busignies, "Communication channels," *Sci. Amer.*, vol. 227, pp. 99–113, Sept. 1972.
3. A. B. Carlson, *Communication Systems*, McGraw-Hill, New York, 3rd ed., 1986.
4. C.-J. L. van Driel, P. A. M. van Grinsven, V. Pronk, and W. A. M. Snijders, "The (r)evolution of access networks for the information superhighway," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 35, pp. 104–112, June 1997.
5. G. Hill, L. Fernandez, and R. Cadeddu, "Building the road to optical networks," *Brit. Telecomm. Eng.*, vol. 16, pp. 2–12, Apr. 1997.
6. J. Höller, "Voice and telephony networking over ATM," *Ericsson Rev.*, vol. 75, no. 1, pp. 40–45, 1998.
7. N. Thorsen, *Fiber Optics and the Telecommunication Explosion*, Prentice Hall, New York, 1998.
8. C. A. Siller, Jr. and M. Shafi, eds., *SONET/SDH*, IEEE Press, New York, 1996.
9. H. S. Stone, "Image libraries and the Internet," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 37, pp. 99–106, Jan. 1999.
10. J. Griffiths, *ISDN Explained*, Wiley, New York, 2nd ed., 1992.
11. K. Asatani, *Introduction to B-ISDN*, Wiley, New York, 1997.
12. D. J. H. Maclean, *Optical Line Systems*, Wiley, Chichester, UK, 1996. This book gives a detailed discussion of the evolution of optical fiber links and networks.
13. D. H. Rice and G. E. Keiser, "Applications of fiber optics to tactical communication systems," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 23, pp. 46–57, May 1985.
14. E. E. Basch, R. A. Beaudette, and H. A. Carnes, "Optical transmission for interoffice trunks," *IEEE Trans. Commun.*, vol. COM-26, pp. 1007–1014, July 1978.
15. M. I. Schwartz, W. A. Reenstra, J. H. Mullins, and J. S. Cook, "Chicago lightwave communications project," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 57, pp. 1881–1888, July–Aug. 1978.

16. G. E. Keiser, *Local Area Networks*, McGraw-Hill, New York, 1989.
17. S. Saunders, *The McGraw-Hill High-Speed LANs Handbook*, McGraw-Hill, New York, 1996.
18. Special Issue on "Undersea Communications Technology," *AT&T Tech. J.*, vol. 74, Jan./Feb. 1995.
19. P. R. Trischitta and W. C. Marra, "Applying WDM technology to undersea cable networks," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 36, pp. 62–66, Feb. 1998.
20. Y. Yamamoto and T. Mukai, "Fundamentals of optical amplifiers," *Fiber & Integrated Optics*, vol. 21, Special Issue on "Optical Amplifiers," pp. S1–S14, 1989.
21. E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers*, Wiley, New York, 1994.
22. T. J. Whitley, "A review of recent system demonstrations incorporating 1.3-mm praseodymium-doped fluoride fiber amplifiers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 13, pp. 744–760, May 1995.
23. A. Hasegawa and Y. Kodama, *Solitons in Optical Communications*, Clarendon, Oxford, 1995.
24. M. Suzuki, N. Edagawa, H. Taga, S. Yamamoto, and S. Akiba, "10 Gb/s over 12200 km soliton data transmission with alternating-amplitude solitons," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 6, pp. 757–759, 1994.
25. G. E. Keiser, "A review of WDM technology and applications," *Opt. Fiber Technol*, vol. 5, pp. 3–39, Jan. 1999.
26. K. Sato, "Photonic transport network OAM technologies," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 34, pp. 86–94, Dec. 1996.
27. C.-S. Li and R. Ramaswami, "Automatic fault detection, isolation, and recovery in transparent all-optical networks." *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 1784–1793, Oct. 1997.
28. Y. Hamazumi and M. Koga, "Transmission capacity of optical path overhead transfer scheme using pilot tone for optical path network," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 2197–2205, Dec. 1997.
29. A. J. Lowery, P. C. R. Gurney, X.-H. Wang, L. V. T. Nguyen, Y.-C. Chan, and M. Premarante, "Time-domain simulation of photonic devices, circuits, and systems," *SPIE Proc. Physics and Simulation of Optoelectronic Devices*, vol. 2693, pp. 624–635, Feb. 1996.
30. X. J. M. Leijtens, P. Le Louree, and M. K. Smit, "S-matrix oriented CAD tool for simulating complex integrated optical circuits," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 2, pp. 257–262, June 1996.
31. B. P. C. Tsou and D. L. Pulfrey, "A versatile SPICE model for quantum-well lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 33, pp. 246–254, Feb. 1997.
32. D. S. Ellis and J. M. Xu, "Electro-opto-thermal modeling of threshold current dependence on temperature," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 3, pp. 640–648, Apr. 1997.
33. W. R. Smith, J. R. King, and B. Tuck, "Mathematical modeling of thermal effects in semiconductor laser operation," *IEEE Proc.—Optoelectron.*, vol. 144, pp. 389–396, Dec. 1997.
34. J. K. Morikuni and S.-M. Kang, *Computer-Aided Design of Optoelectronic Integrated Circuits and Systems*, Prentice Hall, New York, 1997.
35. G. R. Hadley, "Low-truncation error finite difference equations for photonics simulation I: Beam propagation," *J. Lightwave Tech.*, vol. 16, pp. 134–141, Jan. 1998.
36. G. R. Hadley, "Low-truncation error finite difference equations for photonics simulation II: Vertical-cavity surface-emitting lasers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 16, pp. 142–151, Jan. 1998.
37. W. H. Tranter and C. R. Ryan, "Simulation of communication systems using personal computers," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 6, pp. 13–23, Jan. 1988.
38. A. F. Elrefaie, J. K. Townsend, M. B. Romeiser, and K. S. Shanmugan, "Computer simulation of digital lightwave links," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 6, pp. 94–105, Jan. 1988.
39. M. K. Moaveni and M. Shafi, "A statistical design approach for gigabit-rate fiber optic transmission systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. 8, pp. 1064–1072, July 1990.
40. F. R. Shapiro, "The use of a spreadsheet for sinusoidal steady-state transmission line and optics problems," *IEEE Trans. Education*, vol. 36, pp. 269–272, May 1993.
41. D. B. Mortimore, "Optical network simulation software for physical layer design and development," *BT Technol. J.*, vol. 14, pp. 161–167, July 1996.
42. R. A. A. Lima, M. C. R. Carvalho, and L. F. M. Conrado, "On the simulation of digital optical

links with EDFAs: An accurate method for estimating BER through Gaussian approximation," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 3, pp. 1037–1044, Aug. 1997.

43. M. R. N. Ribeiro, H. Waldman, J. Klein, and L. S. de Souza-Mendes, "Error-rate patterns for the modeling of optically amplified transmission systems," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 15, pp. 707–716, May 1997.
44. B. K. Whitlock, P. K. Pepeljugoski, D. M. Kuchta, J. D. Crow, and S.-M. Kang, "Computer modeling and simulation of the Optoelectronic Technology Consortium (OETC) optical bus," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 15, pp. 717–730, May 1997.
45. A. Carena, V. Curri, R. Gaudino, P. Poggiolini, and S. Benedetto, "A time-domain optical transmission system simulation package accounting for nonlinear and polarization-related effects in fiber," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 15, pp. 751–765, May 1997.
46. J. M. Senior, D. E. Asumu, and T. Finegan, "Software package for designing/planning fiber networks in the subscriber loop," *Fiber Integr. Optics*, vol. 15, no. 1, pp. 45–61, 1996.
47. P. Bell, K. Cobb, and J. Peacock, "Optical power budget calculating tool for fibre in the access network," *BT Technol. J.*, vol. 14, pp. 116–120, Apr. 1996.
48. A. J. Lowery, "Computer-aided photonics design," *IEEE Spectrum*, vol. 34, pp. 26–31, Apr. 1997.
49. N. Antoniades, I. Roudas, R. E. Wagner, and S. F. Habiby, "Simulation of ASE noise accumulation in a wavelength add-drop multiplexer cascade," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 9, pp. 1274–1276, Sept. 1997.
50. A. J. Lowery and P. C. Gurney, "Two simulators for photonic computer-aided design," *Appl. Opt.*, vol. 37, pp. 6066–6077, Sept. 1998.
51. E. Iannone, F. Matera, A. Mecozzi, and M. Settembre, *Nonlinear Optical Communication Networks*, App. A1, Wiley, New York, 1998.
52. M. A. Olabe and J. C. Olabe, "Telecommunications network design using modeling and simulation," *IEEE Trans. Education*, vol. 41, pp. 37–44, Feb. 1998.
53. D. Seewald and A. J. Lowery, "Versatile simulations plot of photonic future," *Fibre Systems*, vol. 2, pp. 31–32, Dec. 1998.
54. H. Hamster and J. Lam, "PDA—challenges for an emerging industry," *Lightwave*, vol. 15 (*see* http://www.light-wave.com), Aug. 1998.
55. The following are examples of organizations that offer software programs for modeling lightwave components and systems:
    (*a*) Virtual Photonics, Inc., Berlin, Germany (http://www.virtualphotonics.com).
    (*b*) IPSIS, Cesson-Sevigne, France (e-mail: telecom@ipsis.com).
    (*c*) Artis Software Corp., Torino, Italy (http://www.artis-software.com).
    (*d*) RSoft, Inc., Ossining, New York (http://www.rsoftinc.com).
    (*e*) BBV Software, Enschede, The Netherlands (http://www.bbv-software.com).
    (*f*) Apollo Photonics, Inc., Ontario, Canada (http://www.ApolloPhoton.com).
56. P. C. Becker, N. A. Olsson, and J. R. Simpson, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers*, Academic, New York, 1999.
57. (*a*) LabVIEW® is a trademark of National Instruments Corporation.
    (*b*) Ptolemy was developed at the University of California at Berkeley in 1989, and has become a quasi-standard for complex system simulations.
58. A. J. Lowery, "A new dynamic semiconductor laser model based on the transmission-line modeling method," *IEEE Proc. J.—Optoelectron.*, vol. 134, pp. 281–289, 1987.
59. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic, New York, 2nd ed., 1995.
60. E. Iannone, F. Matera, A. Mecozzi, and M. Settembre, *Nonlinear Optical Communication Networks*, Wiley, New York, 1998.
61. *Optical Fiber Communications (OFC) Conference*, cosponsored annually by the Optical Society of America (OSA), Washington, DC and the Institute of Electrical and Electronic Engineers (IEEE), New York.
62. *International Conference on Communications (ICC)*, sponsored annually by the IEEE.
63. *Optoelectronic and Fiber Optic Devices and Applications Symposium*, sponsored annually by

SPIE—The International Society for Optical Engineering, Bellingham, WA.
64. *European Conference on Optical Fibre Communication (ECOC)*, held annually in Europe; sponsored by various European engineering organizations.
65. D. Gloge, *Optical Fiber Technology*, IEEE Press, New York, 1976. This book contains reprints of fundamental research articles that appeared in the literature from 1969 to 1975.
66. C. K. Kao, *Optical Fiber Technology, II*, IEEE Press, New York, 1980. This book contains reprints of basic research articles that appeared in the literature from 1976 to 1979.
67. S. E. Miller and A. G. Chynoweth, eds., *Optical Fiber Telecommunications*, Academic, New York, 1979. This book and the texts listed in Refs. 68 and 69 contain dozens of topics in all areas of optical fiber technology presented by researchers from AT&T Bell Laboratories over a period of more than 20 years.
68. S. E. Miller and I. P. Kaminow, eds., *Optical Fiber Telecommunications—II*, Academic, New York, 1988.
69. I. P. Kaminow and T. L. Koch, eds., *Optical Fiber Telecommunications—III*, vols. A and B, Academic, New York, 1997.
70. J. M. Senior, *Optical Fiber Communications*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, 2nd ed., 1992.
71. P. E. Green, Jr., *Fiber Optic Networks*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1993.
72. D. J. G. Mestdagh, *Fundamentals of Multiaccess Fiber Optic Networks*, Artech House, Boston, 1995.
73. G. Einarsson, *Principles of Lightwave Communications*, Wiley, New York, 1995.
74. L. Kazovsky, S. Benedetto, and A. E. Willner, *Optical Fiber Communication Systems*, Artech House, Boston, 1996.
75. B. Mukherjee, *Optical Communication Networks*, McGraw-Hill, New York, 1997.
76. M. Weik, *Fiber Optics Standard Dictionary*, Chapman & Hall, New York, 1997.
77. G. P. Agrawal, *Fiber Optic Communication Systems*, Wiley, New York, 2nd ed., 1997.
78. J. Powers, *An Introduction to Fiber Optic Systems*, Irwin, Chicago, 2nd ed., 1997.
79. J. C. Palais, *Fiber Optics Communications*, Prentice Hall, New York, 4th ed., 1998.
80. R. Ramaswami and K. N. Sivarajan, *Optical Networks*, Morgan Kaufmann, San Francisco, 1998.
81. B. L. Anderson, L. J. Pelz, S. A. Ringel, B. D. Clymer, and S. A. Collins, Jr., "Photonics laboratory with emphasis on technical diversity," *IEEE Trans. Education*, vol. 41, pp. 194–202, Aug. 1998.
82. OptoSci Ltd., 141 St James Road, Glasgow G4 0LT, Scotland (http://ourworld.compuserve.com/homepages/optosci).

第2章　光纤：结构、导波原理和制造

任何一个光纤系统中最重要的元件之一便是光纤，因而光纤的传输特性对整个系统的性能起着最关键的作用。与光纤有关的问题是：

1. 光纤具有何种结构；
2. 光在光纤中如何传播；
3. 光纤是由何种材料制作的；
4. 光纤是如何制造的；
5. 多根光纤是如何组装成光缆的；
6. 光纤中信号的损耗机理是什么；
7. 信号在光纤中传输时为什么会有失真，以及信号失真的度量。

本章将回答前5个问题，以使读者对光纤的物理结构及导波特性有一个很好的了解。第6个和第7个问题将在第3章回答。

纤维光学技术涵盖了光的发射、光的传输和光的检测等多方面知识，所以我们首先讨论光的性质，回顾光学中的几个定律和定义，紧接着讲述光纤的结构，并使用两种方法讲解光纤如何导引光波。第一种方法是应用几何光学或射线光学，即利用光的反射和折射概念建立传播机理的直观图像；第二种方法是将光作为电磁波进行处理，这种电磁波在光纤波导中以导波形态传播。这种方法也就是在圆柱坐标系中求解麦克斯韦（Maxwell）方程，并使方程的解满足光纤圆柱形边界面上的边界条件。

2.1　光的特性

有关光的本质的一些概念，在物理学发展历史中几经变化。直到17世纪早期，一般认为光是由光源发出的微粒流构成的。微粒说可以解释光的直线传播、光可贯穿透明介质、同时在非透明介质表面的反射。这种理论在解释大尺寸光学现象如反射和折射时是成功的，但在解释小尺寸光学现象如干涉和衍射时却遭到了失败。

有关光的衍射的正确解释是1815年由菲涅耳（Fresnel）提出的。菲涅耳认为光的近似直线传播特性可以假设光是一种波动现象来进行解释，而且可以详细考虑衍射阴影。此后，1864年麦克斯韦的论文从理论上认定了光波在本质上是电磁波。进一步的偏振效应观察指出光波是横波（也就是构成波的场量振动方向与波的传播方向相垂直）。按照波动光学或物理光学的观点，由一个小的光源辐射出的电磁波可以使用图2.1所示的光源中心为球面波前（wave front）来进行表示。波前定义为波列中具有相同相位的点的集合。通常要画出波前所经历的波的最大和最小取值，例如正弦波的波峰和波谷。因此波前（也称为相前）是以一个波长为间隔的。

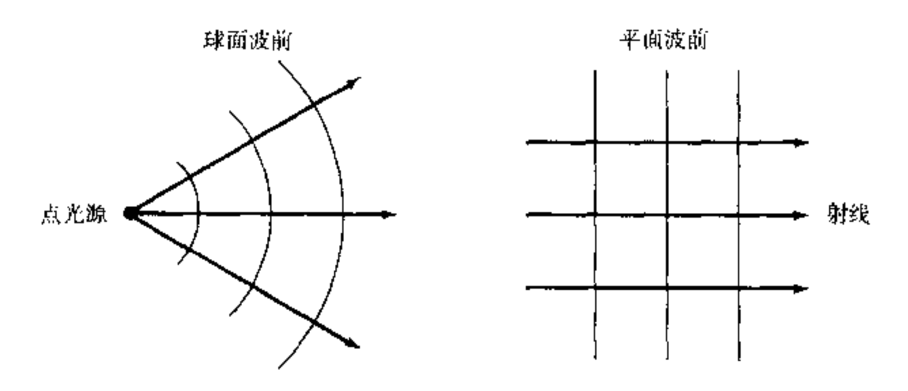


图 2.1 球面波和平面波的波前及与之相联系的射线表示

如果光在传播过程中遇到其尺寸比光波波长大得多的物体（或开口），则光波的波前对此物体（或开口）以直线形式出现。这种情况下可以将光波看成是平面波，可以使用光射线代表其传播方向，此射线与波前或相前垂直。所以大尺寸的光效应，例如反射和折射可以使用射线追踪的简单几何方法进行分析，这种光学观点即所谓的射线光学或几何光学。光射线指明了光束能量流动的方向，是一个十分有用的概念。

2.1.1 线偏振

沿 **k** 方向传播的平面线偏振电磁波的电场或磁场，一般可以表示为：

$$\mathbf{A}(\mathbf{x},t)=\mathbf{e}_i A_0 \exp\left[j(\omega t-\mathbf{k}\cdot\mathbf{x})\right] \tag{2.1}$$

等式中 $\mathbf{x}=x\mathbf{e}_x+y\mathbf{e}_y+z\mathbf{e}_z$ 代表空间任意一点的位置矢量，$\mathbf{k}=k_x\mathbf{e}_x+k_y\mathbf{e}_y+k_z\mathbf{e}_z$ 代表波的传播矢量。

A_0 是波的振幅，$\omega=2\pi\nu$，而 ν 则是光的频率，波矢量 **k** 的模值为 $k=2\pi/\lambda$，也就是我们熟知的传播常数，λ 则为光波的波长，$\mathbf{e}_i$ 是平行于 i 指定轴的单位矢量。

需要注意的是，物理上可测量的电磁场分量必是实数分量，因而实际的电磁场量是由（2.1）式取实部得到的。如果令 $\mathbf{k}=k\mathbf{e}_z$，而 **A** 代表电场强度 **E**，其方向沿轴方向，即 $\mathbf{e}_i=\mathbf{e}_x$，则可实际测量的电场为：

$$\mathbf{E}_x(z,t)=\mathrm{Re}(\mathbf{E})=\mathbf{e}_x E_{0x}\cos(\omega t-kz) \tag{2.2}$$

（2.2）式代表一个沿轴方向传播的简谐平面波。之所以使用指数形式的表达式，主要是为了数学处理的方便。顺便指出，根据简谐函数的基本理论，任何一个波形都可以利用傅里叶方法表示为正弦波的叠加。

一个平面电磁波在某一给定时刻的电场和磁场分布如图2.2所示，波沿矢量**k**指出的方向传播。根据麦克斯韦方程，很容易证明 **E** 和 **H** 都垂直于波的传播方向[2]，这种波称为横波。进一步分析，**E** 和 **H** 也相互垂直，所以 **E**、**H** 和 **k** 构成一个正交的坐标系。

（2.2）式所给出的平面波，其电场矢量始终指向 $\mathbf{e}_x$ 方向，这样的波就是线偏振波，其偏振矢量为 $\mathbf{e}_x$。波的偏振的一般表示方法，可以通过引入另一个与第一种无关但与之正交的线偏振波来描述，这个正交的线偏振波为：

$$\mathbf{E}_y(z,t)=\mathbf{e}_y E_{0y}\cos(\omega t-kz+\delta) \tag{2.3}$$

等式中的 δ 是这两个线偏振波之间的相位差。合成波可以简单地表示为：

$$\mathbf{E}(z,t)=\mathbf{E}_x(z,t)+\mathbf{E}_y(z,t) \tag{2.4}$$

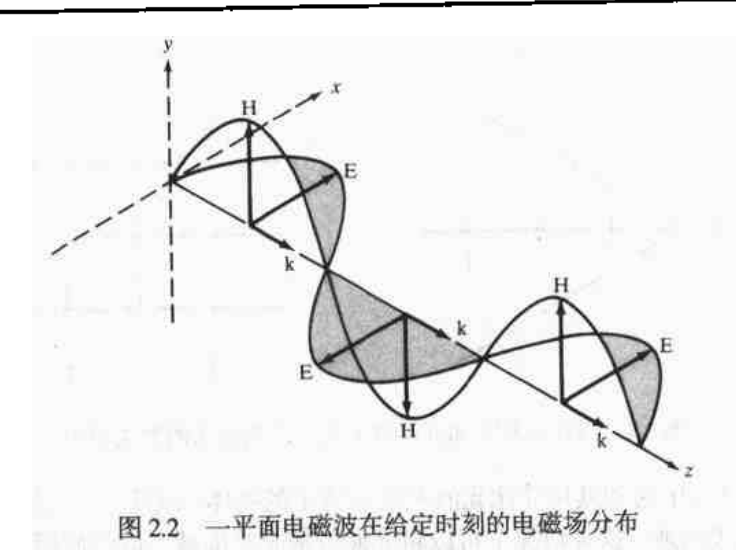


图 2.2　一平面电磁波在给定时刻的电磁场分布

如果δ为零或等于2π的整数倍，则两个波同相位，（2.4）式表示一个线偏振波。偏振矢量与$\mathbf{e}_x$之间的夹角为：

$$\theta = \arctan\frac{E_{0y}}{E_{0x}} \tag{2.5}$$

波的振幅为：

$$E = (E_{0x}^2 + E_{0y}^2)^{1/2} \tag{2.6}$$

这种情况如图2.3所示。任意两个正交的平面波可以合成为一个线偏振波，反之任意的一个线偏振波也可以分解为两个独立的相互正交、同相位的平面波。

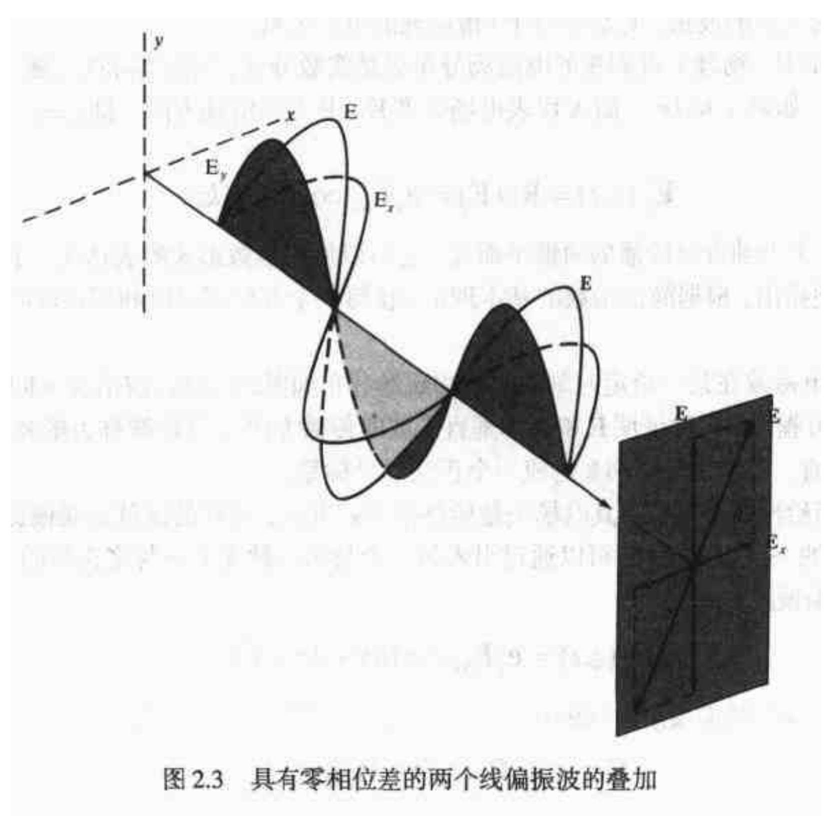


图 2.3　具有零相位差的两个线偏振波的叠加

2.1.2　椭圆偏振和圆偏振

δ有任意取值时，（2.4）式给出了椭圆偏振波。合成场矢量**E**将会旋转，同时其大小也将作为角频率ω的函数而发生变化。根据（2.2）式和（2.3）式，可以证明（参见习题2.5）对于任意的δ值有：

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2+\left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2-2\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)\left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)\cos\delta=\sin^2\delta \tag{2.7}$$

这是一个一般形式的椭圆方程。正如图2.4所示，**E**的末端于指定点上将在空间中描出一个椭圆。椭圆的轴与轴之间的夹角α由下式给出，即：

$$\tan 2\alpha=\frac{2E_{0x}E_{0y}\cos\delta}{E_{0x}^2-E_{0y}^2} \tag{2.8}$$

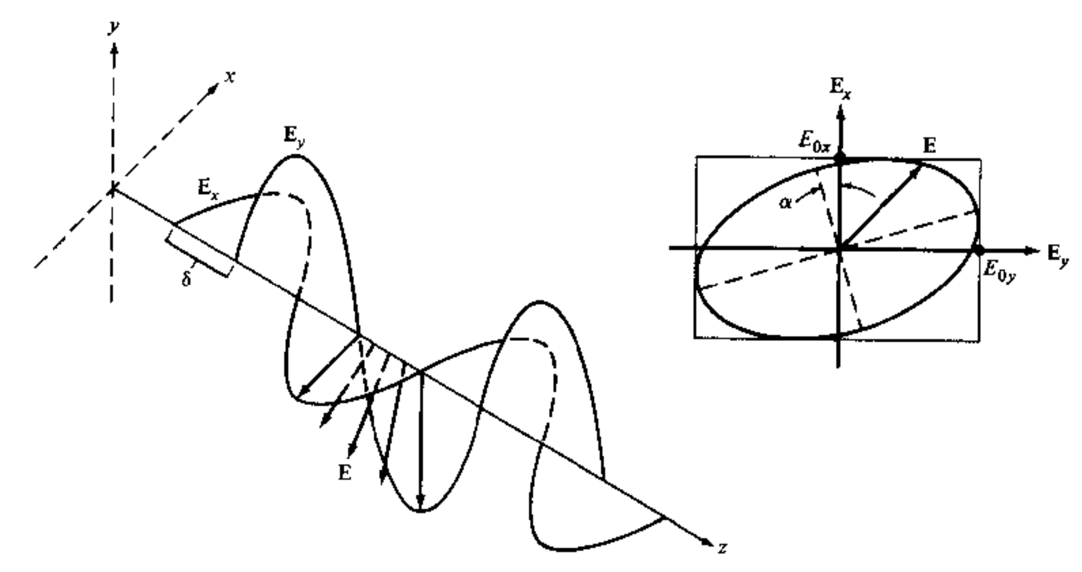


图 2.4　两个振幅不相等、相位差δ不为零的线偏振波叠加形成椭圆偏振波

为了得到由（2.7）式所给出的更好的图形，可以将椭圆的主轴与x轴对齐，也就是α=0，这等价于$\delta=\pm\pi/2$，$\pm3\pi/2$...，此时（2.7）式成为：

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2+\left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2=1 \tag{2.9}$$

这是一个中心位于坐标原点，半轴分别为E_{0x}和E_{0y}的一个椭圆的标准方程。

当$E_{0x}=E_{0y}=E_0$且相对相位差$\delta=\pm\pi/2+2m\pi$（m=0，±1，±2,...）时，即可得到圆偏振光，此时（2.9）式可以写成：

$$E_x^2+E_y^2=E_0^2 \tag{2.10}$$

（2.10）式定义了一个圆。如果δ取正号，则（2.2）式和（2.3）式成为：

$$\mathbf{E}_x(z,t)=\mathbf{e}_x E_0\cos(\omega t-kz) \tag{2.11}$$

$$\mathbf{E}_y(z,t)=-\mathbf{e}_y E_0\sin(\omega t-kz) \tag{2.12}$$

这种情况下，在指定位置上，**E**的末端在空间中的轨迹是一个圆。为了说明这一特点，假设有一观察者位于任意点z_{ref}并朝向波运动的方向，为了简便起见，在$t=0$时刻取定的z_{ref}点为$z=\pi/k$，则由（2.11）式和（2.12）式可得：

$$\mathbf{E}_x(z,t)=-\mathbf{e}_x E_0 \quad , \quad \mathbf{E}_y(z,t)=0$$

即**E**在负轴x方向，如图2.5所示。在一个稍后的时刻，例如$t=\pi/2\omega$，则电场矢量将旋转90° 到达正y轴方向。当时间进一步增加时，波将朝着观察者运动，则观察者看到合成电场矢量**E**以角速度ω沿顺时针方向旋转，当波前进一个波长时，场矢量旋转一周。这种光波称为右旋圆偏振波。

如果δ取负号，则电场矢量为：

$$\mathbf{E}=E_0\left[\mathbf{e}_x\cos(\omega t-kz)+\mathbf{e}_y\sin(\omega t-kz)\right] \tag{2.13}$$

此时**E**呈逆时针方向旋转，这就是左旋圆偏振波。

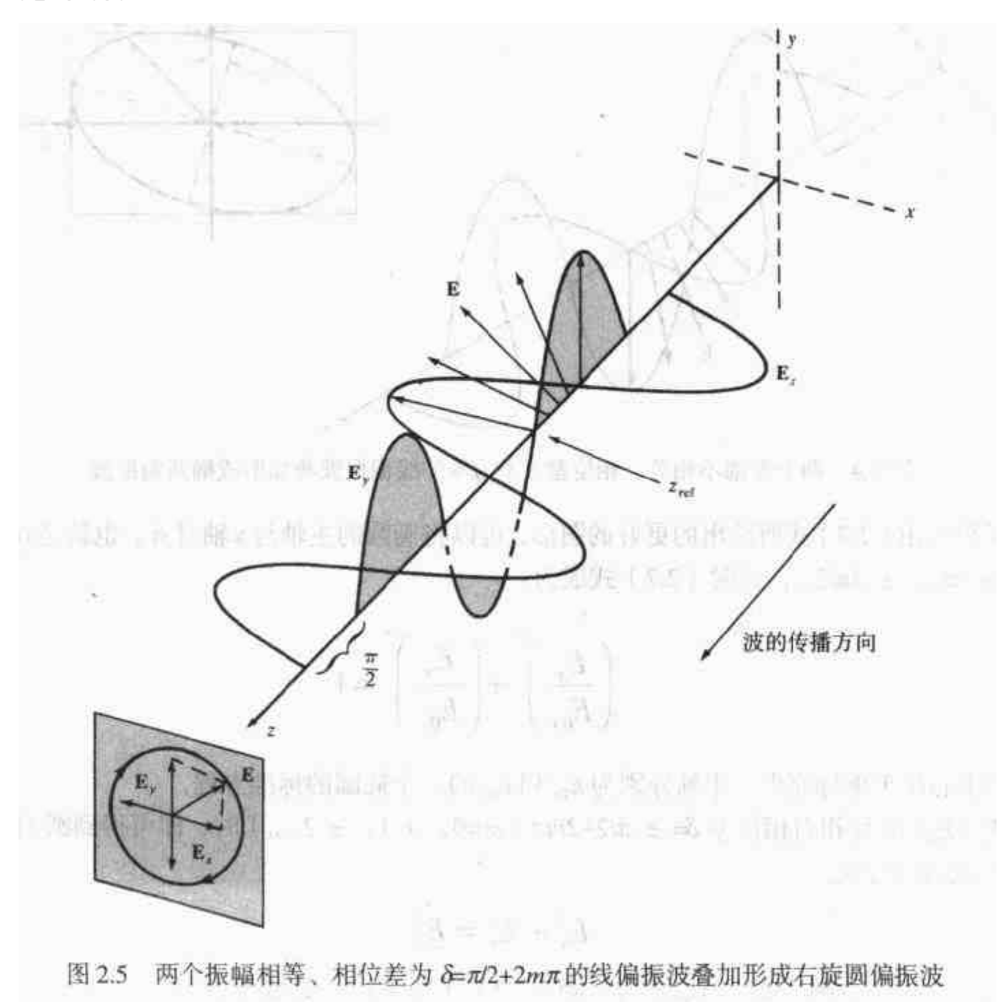


图 2.5 两个振幅相等、相位差为 $\delta=\pi/2+2m\pi$ 的线偏振波叠加形成右旋圆偏振波

2.1.3　光的量子特性

光的波动理论可以充分地解释与光的传播相联系的所有现象。但在处理光与物质的相互作用，例如光的色散、光的发射和光的吸收等问题时，无论是波的粒子说还波动说都是近似考虑的。为此，必须求助于量子理论，量子理论指出光辐射具有波粒二象性。光的粒子性来源于对以下现象的解释，即光能量的发射与吸收总是以称为光量子或光子的离散单位而实现的。在所有验证光子存在的实验中，发现光子能量仅与频率 v 有关，而频率则只有在观察光的波动特性时才能对其测量。

光子的能量 E 与频率 v 之间的关系为：

$$E = hv \tag{2.14}$$

等式中的 $h=6.625\times10^{-34}\,\mathrm{J\cdot s}$ 是普朗克（Planck）常量。当光入射到原子上时，一个光子可以将其能量交给原子中的电子，并将电子激发到较高的能级。在这个过程中，没有任何一个光子只是部分地将能量交给电子，电子吸收的能量必须严格地与它跃迁到较高能级所需要的能量相等。通常，激发态的电子也可能跃迁至较低的能级并辐射一个光子，此光子的能量 hv 必须严格等于这两个能级的能量差。

2.2　基本的光学定律和定义

下面我们将回顾一些与光纤相关的基本光学定律和定义。物质的最基本光学参数是它的折射率（或折射指数），在自由空间中光以速度 $c=3\times10^{8}\,\mathrm{m/s}$ 传播，光的速度与频率 v 以及波长 λ 之间的关系为 $c=v\lambda$。当光进入电介质或非导电介质时，将以速度 υ 传播，这是材料的特征速度而且总是小于 c。真空中的光速度与物质中光传播速度之比即为材料的折射率 n，其定义式为：

$$n=\frac{c}{\upsilon} \tag{2.15}$$

一些典型的折射率值为：空气 $n=1.00$，水 $n=1.33$，玻璃 $n=1.50$，钻石 $n=2.42$。

关于光的反射和折射概念，可以考虑与平面波在电介质材料中传播相联系的光线概念。当光线到达两种不同介质的分界面时，光线的一部分反射回第一种介质，其余部分则进入第二种介质并发生弯折（或折射）。如果 $n_2<n_1$，则反射和折射情况如图 2.6 所示。界面上光线发生弯折或折射是由于两种材料中光的速度不同，也就是说它们有不同的折射效果。界面上光线之间的方向关系就是众所周知的 Snell 定律，其表达式为：

$$n_1\sin\phi_1 = n_2\sin\phi_2 \tag{2.16}$$

与之等效的表达式为：

$$n_1\cos\phi_1 = n_2\cos\phi_2 \tag{2.17}$$

等式中的角度在图2.6中有其相应的定义，图中的角 ϕ_1 是入射光线与界面法线间的夹角，称为入射角。

根据反射定律，入射光线与界面间的夹角 θ_1 与反射光线与界面间的夹角是完全相等的。另外，入射光线、界面的法线、反射光线位于同一平面内，这个平面是与两种材料的界面相垂直的，也就是所谓的入射面。通常光密介质（也就是折射率较大的介质）反射光的过程称为外反射，而光疏介

质反射光（例如光在玻璃中传播时被玻璃与空气的界面反射）的过程则称为内反射。

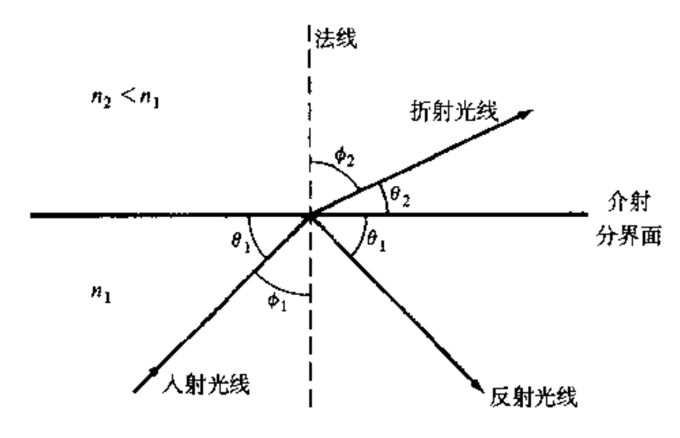


图 2.6　不同材料分界面上光线的折射和反射

当光密介质中光线的入射角 ϕ_1 增大时，折射角 ϕ_2 也增大。当 ϕ_1 大到某一特定值时，ϕ_2 达到 $\pi/2$。当入射角进一步增大时将不可能有折射光线，这时光线被"内全反射"。内全反射的条件可以由（2.16）式所表示的 Snell 定律决定。图 2.7 所示为玻璃与空气的界面，根据 Snell 定律，进入空气的光线折向玻璃表面，当入射角 ϕ_1 增大到某一值时，空气中的光线将趋于与玻璃表面平行，这个特殊的入射角就是众所周知的临界入射角 ϕ_c。如果光线的入射角大于此临界角，内全反射条件得到满足，则光线全部反射回玻璃，因而没有光线从玻璃表面逃逸。（这是一种理想情况，实际上总有一些光能从表面折射出去，这可以利用光的电磁波理论加以解释，有关光的电磁理论将在 2.4 节讲述。）

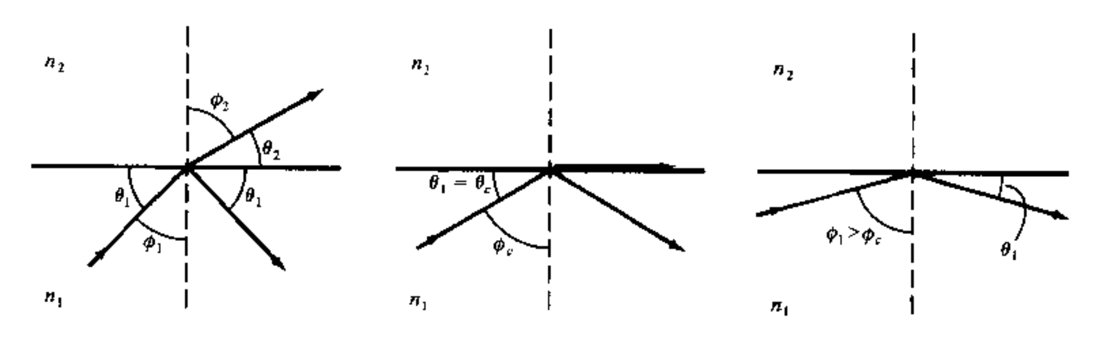


图 2.7　临界角和玻璃－空气界面上内全反射的示意图

作为一个例子，考虑图2.7所示的玻璃－空气界面，当空气中的光线与玻璃表面平行时，ϕ_2=90°，所以 $\sin\phi_2=1$，玻璃中的临界角为：

$$\sin\phi_c = \frac{n_2}{n_1} \tag{2.18}$$

例 2.1　令玻璃折射率 n_1=1.50，空气折射率 n_2=1.00，则 ϕ_c 约为 42°。玻璃中所有以大于 42° 的入射角 ϕ_1 入射到界面的光线都将全部反射回玻璃中。

此外，当光发生内全反射时，反射光将会有一个相位变化 δ，此相位变化与角度 $\theta_1<\pi/2-\phi_c$ 之间的关系为[1]：

$$\tan\frac{\delta_N}{2} = \frac{\sqrt{n^2\cos^2\theta_1 - 1}}{n\sin\theta_1} \tag{2.19a}$$

$$\tan\frac{\delta_p}{2}=\frac{\sqrt{n^2\cos^2\theta_1-1}}{\sin\theta_1} \tag{2.19b}$$

等式中δ_N和δ_P分别是波的电场矢量与入射面垂直和与入射面平行时反射光的相移，并且$n=n_1/n_2$。对于玻璃与空气界面（n=1.5，ϕ_c=42°），这两个相移如图 2.8 所示，其取值范围从临界角的零度到掠入射（ϕ_c=90°）时的 $\pi/2-\phi_c$。

以上基本的光学原理将用于解释光功率如何沿光纤传播。

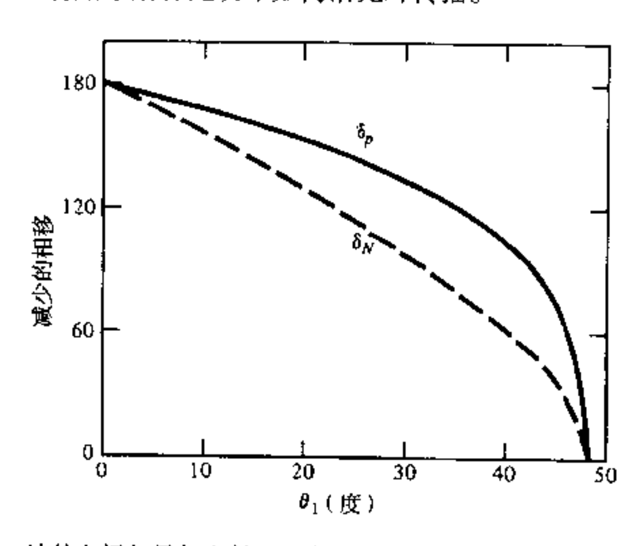


图 2.8　在反射中，波的电场矢量与入射面垂直时的相移（δ_N）和与入射面平行时的相移（δ_p）

2.3　光纤模式和结构

在2.3.3节中详细了解光纤的特性之前，首先对光纤模式的主要概念及光纤的结构进行一个简要的回顾。

2.3.1　光纤分类

所谓光纤就是工作在光频的介质波导，光纤波导通常是做成圆柱形的。光纤可以约束光波形态的电磁能量位于波导表面以内，并导引电磁能量沿光纤轴方向传播。光波导的传输特性取决于它的结构参数，这些结构参数将决定光信号在光纤中传播时所受到的影响。光纤的结构基本确定了它的信息承载容量，并影响光纤对周围环境微扰的响应。

沿波导传播的光可以使用一个被导电磁波集的术语来描述，通常称被导电磁波为导波模式。这种导波模式就是波导中的“有界”模式或“陷波”模式。每一个导波模式都有一个电场和磁场分布的场图，场的分布沿光纤长度方向周期性地重复。在波导中仅有有限个离散的模式可以传播。我们将在 2.4 节看到这些电磁导波模式都满足光纤中的齐次波动方程和波导表面的边界条件。

尽管大量不同结构的光波导已经在参考文献[3]中讨论过了，但最常用的结构是单一固体电介质圆柱，此电介质的圆柱半径为a，折射率为n_1，如图 2.9 所示。这个介质圆柱就是通常所说的纤芯，纤芯周围是折射率为n_2的电介质包层，而且$n_2<n_1$。从原理上分析，当光在纤芯中传播时，包层并不是必需的，之所以采用包层结构是基于以下几种考虑，首先包层可以减小散射损耗，而散射损耗

则是由纤芯表面电介质的不连续性造成的；其次包层可以增加光纤的机械强度，还可以防止在与外界接触时纤芯可能受到的污染。

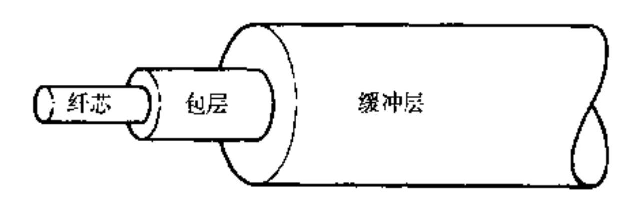


图 2.9　光纤结构示意图。一根折射率为 n_1 圆柱状固体纤，周围是折射率为 n_2（$n_2<n_1$）的包层。纤芯和包层封装在一层有弹性的塑料缓冲层中

低损耗和中损耗光纤一般使用玻璃作为纤芯材料，而包层则可以是另一种玻璃或是塑料。高损耗的塑料芯光纤其包层也为塑料，这种光纤同样有广泛的用途。另外，大多数光纤都密封在一层富有弹性、耐腐蚀的塑料护套中。这一层材料可以进一步增加光纤的强度，保护或减缓因小的几何不规则、变形和表面粗糙所造成的机械损伤。这些微扰有可能导致光纤随机产生微小弯曲，从而产生散射损耗，当光纤成缆或置于其他支撑结构中时，这些微扰因素是难以避免的。

改变纤芯材料的构成，可以得到图 2.10 所示的两类常用的光纤。第一种情况下，纤芯折射率是均匀的，在纤芯与包层的界面有一个折射率突变（或阶跃），此类光纤称阶跃折射率光纤。第二种情况下，纤芯折射率作为从光纤中心向外的径向距离的函数而渐变，这类光纤称为梯度折射率光纤。

无论是阶跃型还是梯度型折射率光纤，均可分成单模光纤和多模光纤两类。正如它们的名称，单模光纤只允许按一个模式传播，而多模光纤则可包容数以百计的模式。图2.10给出了单模光纤和多模光纤的几个典型尺寸，以便读者建立关于光纤尺寸的基本数量概念。与单模光纤比较，多模光纤有如下几个优点：在第 5 章中我们将看到，使用较大的多模光纤纤芯半径，可以很容易将光功率注入光纤并且易于将相同的光纤连接在一起；可以使用发光二极管（LED）作为光源并将其光功率注入多模光纤，这是多模光纤的另一个优点。而单模光纤一般必须使用半导体激光器激励。尽管 LED 的输出光功率比半导体激光器小（第 4 章中将予以讨论），但它易于制造、成本低廉，不需要复杂的外围电路，而且寿命也长于半导体激光器，因而 LED 在一些特定的应用领域则更为合适。

多模光纤的主要缺点是它存在模间色散，我们将在第3章详细讨论这一效应。在这里对模间色散可以简要地进行如下说明，当一个光脉冲注入光纤后，脉冲的光功率将分配给所有（或大多数）的光纤模式，而多模光纤中的每一个模式都以略微不同的速度传播，这说明同一个光脉冲分配到不同模式中的各部分信号能量将在不同的时刻到达光纤的末端，因此导致了光脉冲在光纤中传播时将在时域中被展宽，这种效应就是所谓的模间色散。如果纤芯采用梯度折射率分布，则可以减小模间色散，这就使梯度折射率光纤的传输带宽（数据速率传输容量）要大得多。由于不存在模间色散，单模光纤有更大的传输带宽。

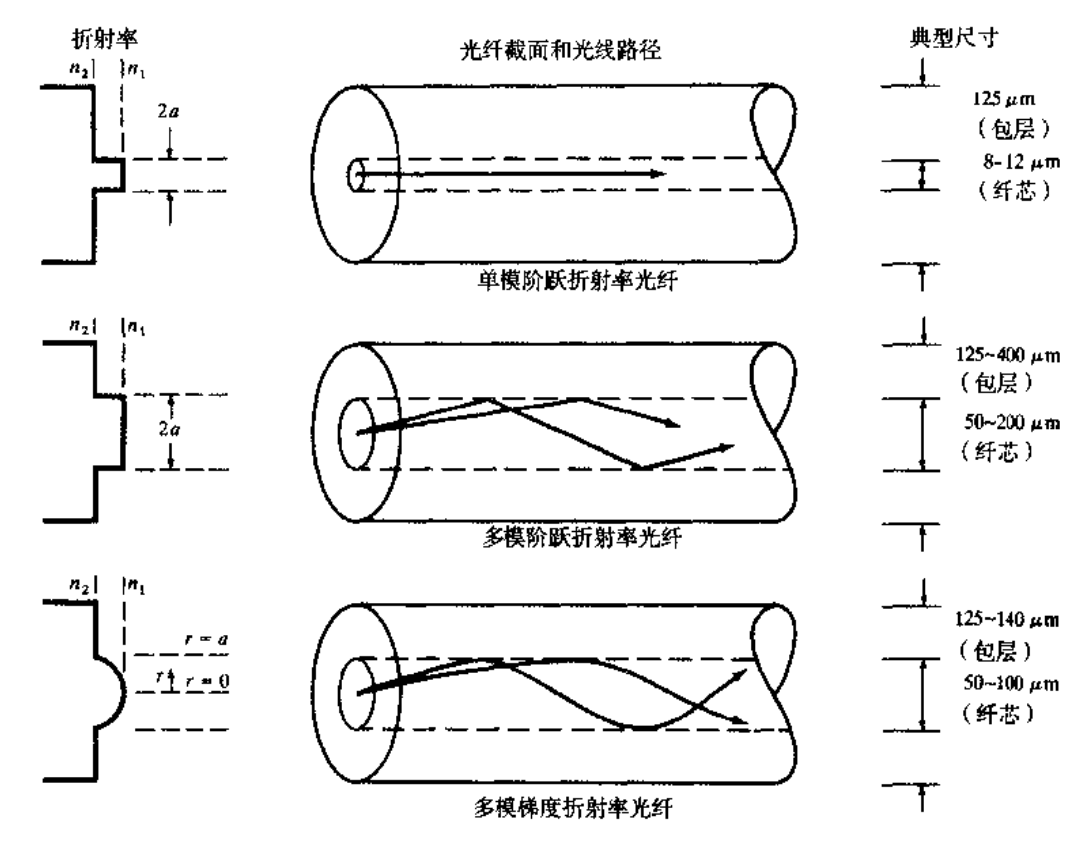


图 2.10　单模光纤、多模光纤、阶跃折射率光纤、梯度折射率光纤的比较

2.3.2　射线和模式

由光纤导引的光频电磁场，可以使用光波导中的有界模式或陷波模式的叠加而表示。每一种导波模式都由一系列简单的电磁场结构组成。一个单色光场，如果角频率为 ω，沿正轴方向（也就沿光纤轴方向）传播，则必有一个与时间和坐标有关的因子，即：

$$e^{(j\omega t-\beta z)}$$

其中的因子 β 是光波的传播常数 $k=2\pi/\lambda$ 的 z 分量，该常数是用来描述光纤模式的一个最主要的参量。对于导波模式，可以假定 β 仅能取离散的值。β 值可由如下条件决定，即模场必须满足麦克斯韦方程和纤芯包层界面上的电磁场边界条件，这一问题将在 2.4 节中讲述。

研究光纤中光的传播特性的另一种方法是几何光学方法或称为射线追踪方法。在光纤的半径与波长之比很大时，由几何光学方法可以得到光纤导波特性的很好的近似结果，这就是所谓的"短波长极限"。尽管射线方法仅在零波长极限时才严格成立，但对于多模光纤这样包含有大量导波模式的非零波长系统，射线方法仍可以提供相当精确的结果，而且是极有价值的。与严格的电磁波（模式）分析比较，射线方法的优点是可以给出光纤中光传播特性的更为直观的物理解释。

由于光射线与模式是截然不同的概念，所以在这里我们仅仅定性地了解二者之间有何种联系（二者相互关系的详细数学描述不属于本书范畴，但读者可在参考文献[4-6]中找到）。一个沿 z 方向（光纤轴方向）传播的导波模式可以分解为一系列平面波的叠加，这将导致在光纤轴的横向上形成驻波分布。即这些平面波的相位关系导致平面波的集合形成的包络呈稳定状态[26]。由于任意的一个平面

波都可以和与其相前垂直的射线相联系，所以与某一特定模式相对应的平面波族形成了一个称为射线汇的射线族。这个特别的射线族中的每一条射线都与光纤轴之间有相同的夹角。在这里应注意的是，在光纤中仅有有限的 M 个离散的导波模式，因而与之相对应的射线汇与光线轴之间可能的夹角也必然只有 M 个。尽管根据简单的射线描述，只要人射角大于临界角的任何射线都可在光纤中传播，但是，如果在射线描述中引入了驻波形成的相位条件，则允许传输的角度就只是有限个了，这将在2.3.5节中进一步讨论。

尽管几何光学方法是很有用的，但与严格的模式分析方法相比，它还有很多局限性和不足之处。首先一个重要的问题，也就是单模光纤或少模光纤的分析，必须使用电磁理论进行处理。其次像相干性、干涉现象等问题，也只能使用电磁理论方法解决。另外，如果需要单个模式的场分布知识，这种应用场合也必须采用模式分析方法。这里举一些类似的例子，其中之一是分析单个模式的激励问题，其二是分析非理想波导中模式之间的相互耦合问题（第3章中将讨论这一问题）。

几何光学的另一个不足之处是，它不能处理根据常数曲率半径来均匀弯曲光纤时的传播问题，这样的问题只能借助于模式分析。在第3章中，我们将会看到波动光学正确地指出了在弯曲处，所有的模式都会呈一定程度的辐射损耗。但射线光学却错误地指出，部分光线在弯曲处仍然满足内全反射条件，仍然为无损耗导波。

2.3.3 阶跃折射率光纤结构

我们从阶跃折射率光纤开始光波导中光的传播问题的讨论，实际的阶跃折射率光纤的纤芯折射 n_1 的典型值是1.48，半径为 a，纤芯周围的包层折射率 n_2 要略小一些，n_2 为：

$$n_2 = n_1(1-\Delta) \tag{2.20}$$

参量 Δ 称为纤芯-包层相对折射率差，或简称为折射率差。n_2 取值的大小通常使 Δ 在0.01左右。多模光纤 Δ 的典型值在1%~3%之间，而单模光纤 Δ 的典型值在0.2%~1%之间。由于纤芯折射率大于包层折射率，所以光频电磁能量经纤芯包层界面的内反射被限制在光纤波导内沿光纤轴方向传播。

2.3.4 射线光学表述

由于多模光纤的纤芯尺寸比我们感光趣的光波长（约为1 μm）大得多，所以理想的阶跃折射率多模光波导中，光传播机理的直观图像很容易用简单的射线（几何）光学表述建立起来。为简单起见，这里的分析仅考虑代表一个光纤模式的光线汇中的部分射线。光纤中有子午光线和斜光线两类射线可以传播，子午光线是经过光纤对称轴（光纤轴）的子午平面内的射线。由于子午光线位于单一的平面内，所以它在光纤中传播时很容易追踪。子午光线又可以分成两类：约束光线，即由几何光学定律约束在纤芯内沿光纤轴方向传播的光线；非约束光线，这类光线将折射到纤芯外面。

斜光线不在单一平面内，面是沿一条类似于螺旋型的路径在光纤中传播，斜光线的传播路径如图2.11所示。由于斜光线沿光纤传播时不在同一平面内，所以要追踪斜光线则更为困难。尽管导波光线中的大多数是斜光线，但要获得光纤中射线传播的一般特性时并不需要分析斜光线，仅对子午光纤的研究即可达到此目的。包括斜光线在内的详细分析将获得具有更高认可程度的表达式，可以处理光在光波导中传播时的功率损耗问题[6,10]。

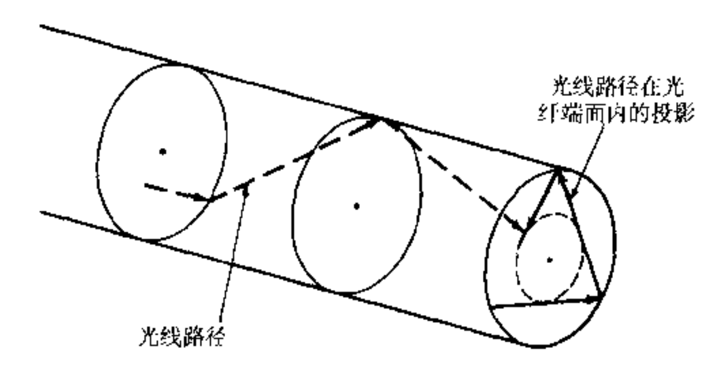


图 2.11　阶跃折射率光纤纤芯中斜光线传播的射线光学表示

如果考虑斜光线，则将产生更大的功率损耗。这是因为根据几何光学定律，有相当一部分的斜光线可将其纳入漏泄光线[5,12,13]。这类漏泄光线仅仅部分地将其约束于圆形光纤的纤芯内，当光沿光纤传播时会产生衰减。这种部分反射无法用纯射线理论单独解释，这类射线导致的辐射损失只能用模式理论解释，我们将在 2.4 节中进一步讲解。

阶跃光纤中的子午光线如图 2.12 所示，光线从折射率为 n 的介质中进入光纤纤芯，光线与光纤轴之间的夹角为 θ_0，进入纤芯后以入射角 ϕ 投射到纤芯与包层的界面上，如果此入射角满足内全反射条件，则子午光线经内全反射后在纤芯内沿锯齿状路径传播，而且每一次反射后都与导波轴相交。

根据 Snell 定律，对于子午光线产生内全反射的最小入射角 $\phi_{\min}$，可以由下式给出：

$$\sin\phi_{\min} = \frac{n_2}{n_1} \tag{2.21}$$

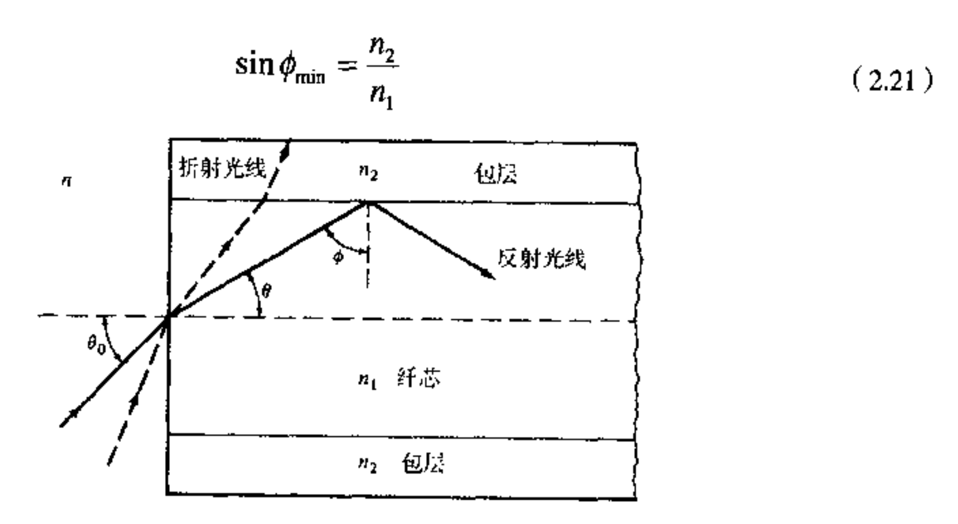


图 2.12　理想的阶跃折射率光波导中，子午光线传播机理的射线光学表示

如果光线以小于 $\phi_{\min}$ 的入射角投射到纤芯包层的界面上，则光线将折射出纤芯并进入包层而损失掉。将 Snell 定律应用于空气 - 光纤端面边界，根据（2.21）式可以得到空气中光线的最大入射角 $\theta_{0,\max}$ 所满足的关系式：

$$n\sin\theta_{0,\max} = n_1\sin\theta_c = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \tag{2.22}$$

等式中 $\theta_c = \frac{\pi}{2} - \phi_c$。也就是说，所有以小于 $\theta_{0,\max}$ 的角度 θ 投射到光纤端面的光线都将进入纤芯，并在纤芯包层界面上被内全反射。

（2.22）式同时定义了阶跃折射率光纤中子午光线的数值孔径（NA）：

$$\text{NA}=n\sin\theta_{0,\max}=(n_1^2-n_2^2)^{1/2}\approx n_1\sqrt{2\Delta} \tag{2.23}$$

上式右边的等号在（2.20）式定义的Δ远小于1时是近似成立的。由于数值孔径是与允许的最大入射角相联系的，因而它常用于描述光纤收集光的能力，以及用来计算光源与光纤间的功率耦合效率。这将在第5章详述。数值孔径是一个小于1的无量纲的数，其值通常在0.14到0.50范围以内。

例2.2 多模玻璃光纤的优选尺寸和相应的数值孔径如下表所示：

纤芯直径（μm）	包层直径（μm）	数值孔径（μm）
50	125	0.19~0.25
62.5	125	0.27~0.31
85	125	0.25~0.30
100	140	0.25~0.30

2.3.5 介质平板波导中的波动解释

参照图2.12，射线光学理论指出，只要以大于临界角ϕ_c的任意ϕ角入射的光线都可以在光纤中传播。但是，如果考虑到与射线相联系的平面波的相位在界面上的作用，则可以看到，仅有一些以大于ϕ_c的特定离散角度入射的波才可能沿光纤传播。

为了说明这一特点，我们考虑厚度为d的无限大介质平板波导中的传播问题。介质平板的折射率n_1大于它上面和下面的材料的折射率n_2。如果光波在上下界面处的入射角满足（2.22）式所给出的条件，则波在平板内经多次反射并向前传播。

图2.13即为波在界面上反射的几何描述。在此，我们考虑两条光线，这两条光线与同一平面波联系，记为光线1和光线2。两条光线以$\theta<\theta_c=\frac{\pi}{2}-\phi_c$的角度入射到界面上，在图2.13中它们的路径用实线表示，而与之相联系的等相位面则用虚线表示。

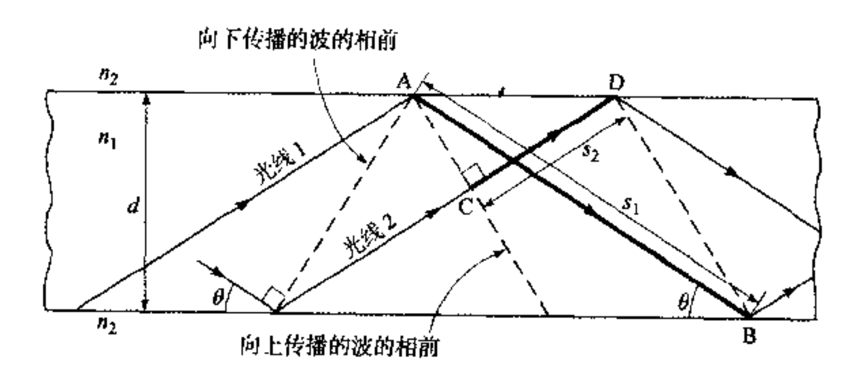


图2.13 光波沿光纤波导的传播，波的相位变化则因波在光纤材料中传播并在边界上反射而产生

介质平板波导中，波可以传播的必要条件是，同一等相位面上所有各点必须是同相位的。这就说明光纤1从A点传播到B点的相位变化与光线2从C点传播到D点的相位变化的差值应是2π的整数倍。一个波在介质中传播时，它的相移Δ为：

$$\Delta=k_1 s=n_1 ks=n_1 2\pi s/\lambda$$

等式中，k_1= 折射为 n_1 的介质中的传播常数

$k=k_1/n_1$ 是自由空间的传播常数

s= 波在介质中的传播距离

波的相位变化不仅包含因传播而引起的相移，而且还应包括界面上产生反射时所引起的相位变化，反射引起的相位变化在2.2节中已有论述。

光线1从A点到B点的传播距离为 $s_1=d/\sin\theta$，并在上、下两个反射点上经历两次相位突变 δ。光线2从C到达D未经反射，为了确定光线2的相位变化，注意到从A点到D点的距离 $\overline{AD}=(d/\tan\theta)-d\tan\theta$，于是得到C点到D点的距离为：

$$s_2=\overline{\mathrm{AD}}\cos\theta=(\cos^2\theta-\sin^2\theta)d/\sin\theta$$

于是波的传播条件可以写成：

$$\frac{2\pi n_1}{\lambda}(s_1-s_2)+2\delta=2\pi m \tag{2.24a}$$

等式中，m=0，1，2，3,…。将 s_1 和 s_2 的表达式代入（2.24a）式得到：

$$\frac{2\pi n_1}{\lambda}\left\{\frac{d}{\sin\theta}-\left[\frac{\cos^2\theta-\sin^2)d}{\sin\theta}\right]\right\}+2\delta=2\pi m \tag{2.24b}$$

上式又可以简化为：

$$\frac{2\pi n_1 d\sin\theta}{\lambda}+\delta=\pi m \tag{2.24c}$$

如果仅仅考虑波的电场分量垂直于入射面的情况，那么根据（2.19a）式，因反射而产生的相移为：

$$\delta=-2\arctan\left[\frac{\sqrt{\cos^2-(n_2^2/n_1^2)}}{\sin\theta}\right] \tag{2.25}$$

等式中的负号是必须的，因为在外部介质中必是一个衰减波而不是增长波。将此式代入（2.24c）式得到：

$$\frac{2\pi n_1 d\sin\theta}{\lambda}-\pi m=-2\arctan\left[\frac{\sqrt{\cos^2-(n_2^2/n_1^2)}}{\sin\theta}\right] \tag{2.26a}$$

或者：

$$\tan\left(\frac{\pi n_1 d\sin\theta}{\lambda}-\frac{\pi m}{2}\right)=\left[\frac{\sqrt{n_1^2\cos^2\theta-n_2^2}}{n_1\sin\theta}\right] \tag{2.26b}$$

由此可知，只有入射角满足（2.26）式所给出的条件的那些波，才可以在介质平板波导中传播（见习题2.12）。

2.4 圆波导的模式理论

为了获得光纤中光功率传播机理的更为详尽的知识，必须在光纤中并且在满足纤芯和包层圆柱形界面上的边界条件下求解麦克斯韦方程。这一问题已在相当多的著作中[7-10,14-18]进行了详尽而广泛的讨论。由于对这一问题的完整讨论不属本书的范围，这里仅给出一个一般性的简化分析要点。

在对圆光纤的模式理论进行详细讨论之前，在2.4.1节中，我们首先对波导中的模式概念做一个定性的概述。其次在2.4.2节中将给出由2.4.3节至2.4.9节中的详细分析所得到的最主要结果的一个简要概括，这样便可以使对麦克斯韦方程不熟悉的读者跳过带“*”号的小节，而不至于失掉整本书内容的连续性。

如果在空心金属波导中求解麦克斯韦方程，则只能得到横电（TE）模和横磁（TM）模。但在光纤中纤芯和包层的边界条件导致电场和磁场分量之间相互耦合，从而形成了混合模，这使得对光波导的分析比起对金属波导的分析更为复杂。根据横向电场（E场）和横向磁场（H场）哪一个更大一些，可以将混合模式分为HE模和EH模。两个最低阶模式分别记为HE_{11}模和TE_{01}模。下标用来表示光场可能的传播模式。

尽管光纤中光的传播理论已经十分成熟，但要对光纤中的导波模和辐射模进行一个完整的描述仍然是相当复杂的，这是因为一个混合电磁场模式中包含6个场分量，而每一个场分量都有很复杂的数学表达式。实际上，这些表达式可以简化[19-23]，因为通常的光纤结构使得纤芯包层的折射率非常小，也就是$n_1-n_2<<1$。由此假设，光纤仅有四个场分量需要考虑，而且它们的表达式变得相当简单，这些场分量称为线偏振（LP）模，并记为LP_{jm}，其中j和m是用来标识模式场解的整数。在这样的模式系列中，其低阶模式组LP_{0m}中的每一个模式可由HE_{1m}模导出，而每一个LP_{1m}则由TE_{0m}、TM_{0m}和HE_{2m}模构成。由此可知主模式LP_{01}模相当于HE_{11}模。

尽管这种分析方法需要进行一些简化，但它仍然是相当完整的，有关的结果是理解光纤工作原理的关键。在2.4.3节到2.4.9节中，我们将首先在阶跃折射率圆波导中求解麦克斯韦方程，并讲解一些低阶模式的场解。

2.4.1 模式概述

在展开讨论圆光纤中的模式理论之前，我们先定性地考查图2.14所示的平板介质波导中的模场。这种波导是由折射率为$n_1>n_2$的介质平板构成的，n_2是称之为包层的介质的折射率。这种结构代表最简单的一种光波导，以它作为模型可以帮助我们理解光纤中光的传播。事实上，平板波导的剖面与光纤通过中心轴的剖面是相同的。图2.14给出了几个低阶横电（TE）模式的场分布图（这些模式是麦克斯韦方程在平板波导中的特殊解），模式的阶数与波导横向上场量的零点个数是相同的。模式阶数同时也和这个模式相应的光线汇与波导平面（或光线轴）所成的角度相联系，光线仰角越大，则模式的阶数越高。场分布曲线表明，导波模的电场并不完全局限于中心介质板中（也就是说，在波导－包层界面上场量不为零），而是部分进入包层中。场量在折射率为n_1的波导区域中按简谐函数变化，而在波导芯区之外按指数函数衰减。低阶模场被严格地约束于平板中心附近（或光纤轴线附近），只有少量能量进入包层区域。但对于高阶模场则更趋于向波导芯区边缘分布，从而有较多的能量进入包层区。

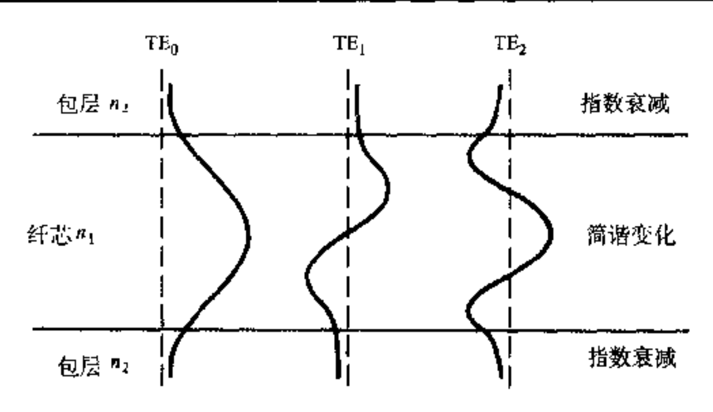


图2.14　对称平板波导中几个低阶导波模式的电场分布

求解波导中的麦克斯韦方程表明，除了支持有限个导波模之外，在光纤波导中还有无限多具有连续性的辐射模。辐射模不会陷于波导芯中受波导导引，但它们也是同一边值问题的解。辐射场的存在是由于光纤外部入射光的入射角度超过最大允许值，导致光在波导表面产生折射的结果。由于包层的半径是有限的，所以从纤芯中辐射出的部分光被包层所俘获，形成了所谓的包层模。当纤芯模及包层模同时沿光纤传播时，就会出现包层模和高阶纤芯模之间的耦合。之所以会出现这种耦合，是因为纤芯导波模并不完全局限于芯内，与包层模类似，它们也有部分能量进入包层（见图2.14）。由耦合引起的纤芯模和包层模间功率的来回传播，一般会引起纤芯模的功率损耗。在实际的光波导结构中，包层模会受到包在光纤外面的一层吸收层抑制，同时包层模在传播一定距离以后也会因为包层表面的粗糙而将其散射到外面。

除了约束模式和折射模式之外，在光纤中还存在第三类模式，也就是漏泄模。这类漏泄模仅仅是部分地约束于纤芯内，在沿光纤传播的过程中，由于其功率由于连续地辐射而产生衰减。漏泄模向波导外辐射的机理可以用量子力学中的隧道效应解释，其分析过程是相当复杂的，已经超出本书的范畴。但是我们可以从麦克斯韦方程（对于传播常数β）解所满足的边界条件的上限和下限得到一个基本的认识。如果满足下述条件：

$$n_2 k < \beta < n_1 k$$

则该模式是导波模，其中n_1和n_2分别是纤芯和包层的折射率，$k = 2\pi/\lambda$。导波模和漏泄模的分界点，则定义为所谓的截止条件$\beta_c = n_2 k$。当β刚好小于$n_2 k$时，光功率就会从纤芯中漏泄并进入包层区。在短光纤中漏泄模可以携带相当多的光功率，但经过几个厘米的传输以后，这类模式中的绝大多数就会消失，但也有少数模式的损耗相当低，可以在长达1 km的光纤中存在。

2.4.2　对关键的模式概念的归纳

与截止条件相联系的一个重要参数是V，其定义为：

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda}(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = \frac{2\pi a}{\lambda}\mathrm{NA} \tag{2.27}$$

这是一个无量纲的数，V值决定了光纤可以支持的传播模数量。除了最低阶的HE_{11}模以外，每一个模式都有惟一一个可以达到的极限V值（不同的模式有不同的极限V值）。当$\beta = n_2 k$时截止该模式。当$V \leqslant 2.405$时会发生这种情况。除非光纤的芯径趋于零，则不会截止HE_{11}模，这是单模光纤工作

的基本原理。有关单模传输及其他模式的详细情况在稍后的图2.18中可以看到。

在多模光纤中，当V值较大时可以用V值表示模式总数M，光纤可支持的模式总数的一个估算值为：

$$M \approx \frac{1}{2}\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^2 (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = \frac{V^2}{2} \tag{2.28}$$

如图2.14所示，由于部分导波模会进入包层，所以我们感兴趣的阶跃折射率光纤的最后一个量，是一个给定模式在纤芯中的功率流与包层中的功率流之比。当V值接近某一个特定模式的截止值时，这个模式就有较多的功率进入包层。在截止点上，模式功率几乎全部进入包层而且是可辐射的。如果远离截止点，也就是相当于大的V值，包层中的平均光功率所占的比例可以近似表示为：

$$\frac{P_{\text{clad}}}{P} \approx \frac{4}{3\sqrt{M}} \tag{2.29}$$

等式中P是光纤中总的光功率。有关各个LP_{jm}模在纤芯和包层的功率分布的详细情况，在稍后的图2.22中可以看到。注意到M与V^2成比例，所以包层中的功率流随V值的增加而减小，但V值增加会导致传播数量的增加，这对高带宽应用是不合适的。

2.4.3 麦克斯韦方程☆

为了分析光波导，必须考虑麦克斯韦方程，这组方程给出了电场和磁场之间的关系。假设在线性的、各向同性的电介质中，没有电流和自由电荷，这组方程式可以表示为如下形式：

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \tag{2.30a}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \tag{2.30b}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \tag{2.30c}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{2.30d}$$

其中$\mathbf{D}=\epsilon\mathbf{E}$以及$\mathbf{B}=\mu\mathbf{H}$，参数$\epsilon$是介质的电容率（或称介电常数），$\mu$是介质的磁导率。

描述电磁场波动性的关系式也就是波动方程，可以从麦克斯韦方程中直接推导出来。取（2.30a）式两边的旋度，并利用（2.30b）式可得：

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\mu \frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{H}) = -\epsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \tag{2.31a}$$

利用矢量恒等式（见附录B）：

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$$

并利用（2.30c）式（也就是$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$），则（2.31a）式成为：

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \qquad (2.31b)$$

类似地，在（2.30b）式两边取旋度，可以得到：

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \qquad (2.31c)$$

（2.31b）式和（2.31c）式就是典型的波动方程。

2.4.4　波导方程式*

考虑如图2.15所示的圆柱形光纤中电磁波的传播。对于这种光纤，定义以光纤中心轴为z轴的圆柱坐标系（r, ϕ, z），如果电磁波沿z轴方向传播，则电磁场量必有如下的函数关系：

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0(r,\phi) e^{j(\omega t - \beta z)} \qquad (2.32a)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0(r,\phi) e^{j(\omega t - \beta z)} \qquad (2.32b)$$

等式中场量既是时间t、同时也是坐标轴z的简谐函数，参量β是传播矢量的z方向分量，我们将在2.4.6节中根据纤芯包层界面上的电磁场边界条来确定该参量。

如果将（2.32a）式和（2.32b）式代入麦克斯韦旋度方程，则从（2.30a）式可得：

$$\frac{1}{r}\left(\frac{\partial E_z}{\partial \phi} + jr\beta E_\phi\right) = -j\omega\mu H_r \qquad (2.33a)$$

$$j\beta E_r + \frac{\partial E_z}{\partial r} = j\omega\mu H_\phi \qquad (2.33b)$$

$$\frac{1}{r}\left[\frac{\partial}{\partial_r}(rE_\phi) - \frac{\partial E_r}{\partial \phi}\right] = -j\mu\omega H_z \qquad (2.33c)$$

而从（2.30b）式则可得到：

$$\frac{1}{r}\left(\frac{\partial H_z}{\partial \phi} + jr\beta H_\phi\right) = j\epsilon\omega E_r \qquad (2.34a)$$

$$j\beta H_r + \frac{\partial H_z}{\partial r} = -j\epsilon\omega E_\phi \qquad (2.34b)$$

$$\frac{1}{r}\left[\frac{\partial}{\partial_r}(rH_\phi) - \frac{\partial H_r}{\partial \phi}\right] = j\epsilon\omega E_z \qquad (2.34c)$$

从这些方程中消去其中的一些变量，在已知纵向分量E_z和H_z的条件下，其余的横向分量E_r、E_ϕ、H_r、H_ϕ都可求得。例如从（2.33a）式和（2.34b）式中消去E_ϕ或H_r，即可分别得到用E_z和H_Z表示的H_ϕ或E_r，完成这个推导可得：

$$E_r = -\frac{j}{q^2}\left(\beta\frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\mu\omega}{r}\frac{\partial H_z}{\partial \phi}\right) \qquad (2.35a)$$

$$E_\phi = -\frac{j}{q^2}\left(\frac{\beta}{r}\frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \mu\omega\frac{\partial H_z}{\partial r}\right) \tag{2.35b}$$

$$H_r = \frac{-j}{q^2}\left(\beta\frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\omega\epsilon}{r}\frac{\partial E_z}{\partial \phi}\right) \tag{2.35c}$$

$$H_\phi = \frac{-j}{q^2}\left(\frac{\beta}{r}\frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \omega\epsilon\frac{\partial E_z}{\partial r}\right) \tag{2.35d}$$

等式中$q^2 = \omega^2\epsilon\mu - \beta^2 = k^2 - \beta^2$。

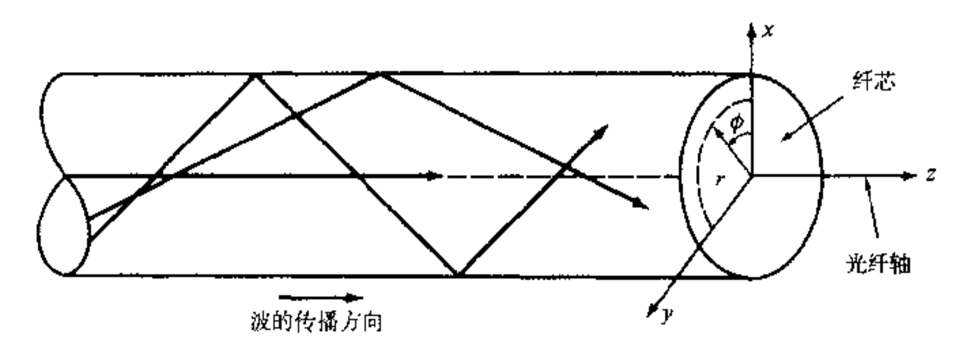


图2.15　分析光纤中电磁波传播的圆柱坐标系

将（2.35c）式和（2.35d）式代入（2.34c）式，即可得到圆柱坐标系中的波动方程：

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + q^2 E_z = 0 \tag{2.36}$$

同样，将（2.35a）式和（2.35b）式代入（2.33c）式可得：

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + q^2 H_z = 0 \tag{2.37}$$

注意到在（2.36）式和（2.37）式中分别只含有E_z或H_z，这就说明电场**E**和磁场**H**的纵向分量与其他分量不会相互耦合，所以可以任意地将其分离出来，使之满足波动方程（2.36）式和（2.37）式。但在一般情况下，由于2.4.6节所描述的电磁场边界条件，E_z和H_z之间的耦合是需要考虑的，如果边界条件不会导致场分量之间的耦合，则模式场解必然导致E_z=0或者H_z=0。如果E_z=0，则这类模式称为横电模或TE模；如果H_z=0，则称为横磁模或TM模。对于混合模，E_z和H_z都不为零，根据H_z或E_z哪一个对横向场分量的作用更大一些，又可以将混合模分成HE模和EH模。由于光波导中存在混合模，这就使得对光波导的分析比起对较为简单的空心金属波导的分析要更为复杂，在空心金属波导中只有TE模和TM模存在。

2.4.5　阶跃折射率光纤中的波动方程*

现在我们将前面的结果用于阶跃折射率光纤。求解类似于（2.36）式这样的方程，可以使用一种典型的数学处理方法，就是所谓的分离变量法。假设待求场量有如下形式的解：

$$E_z = AF_1(r)F_2(\phi)F_3(z)F_4(t) \tag{2.38}$$

我们已预先假设，场量随时间 t 和坐标轴 z 的变化规律是简谐函数，即：

$$F_3(z)F_4(t) = e^{j(\omega t-\beta z)} \tag{2.39}$$

另外，由于波导结构的圆对称性，所有的场分量必然是坐标变量 ϕ 的以 2π 为周期的周期函数，所以有：

$$F_2(\phi) = e^{jv\phi} \tag{2.40}$$

等式中的常数 v 可以是正数，也可以是负数，但必须是整数，这是因为场量是以 2π 为周期的周期函数。将（2.40）式代进（2.38）式，则 E_z 所满足的波动方程为：

$$\frac{\partial^2 F_1}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial F_1}{\partial r}+\left(q^2-\frac{v^2}{r^2}\right)F_1 = 0 \tag{2.41}$$

这就是众所周知的贝塞耳（Bessel）方程[24-26]。对 H_z 也可以推导出完全一样的方程。

对于阶跃折射率光纤结构，我们假设有均匀的纤芯折射率 n_1，其半径为 a，包层折射率为 n_2，并且是无限延伸的。之所以假设包层厚度是无限的，是因为纤芯中的导波模场在包层中是按指数规律迅速衰减的，所以在包层的外表面处场量已足够小，从而可以忽略其外边界。实际的光纤，其包层都设计得足够厚，所以纤芯中的导波模场实际上是达不到包层外边界的。为获得场分布图的初步概念，对称平板波导中的几个低阶模的电场分布已在图 2.14 中给出。场量在折射率为 n_1 的波导区域按简谐函数分布，而在外部区域按指数规律衰减。

（2.41）式必须在纤芯和包层两个区域中分别求解。在内部区域，导波场解必须在 $r\to 0$ 时取有限值；而在外部区域当 $r\to\infty$ 时，场解必须衰减为零。因此在 $r<a$ 区域，其解为 v 阶第一类贝塞耳函数。第一类贝塞耳函数通常表示为 $J_v(ur)$，其中 $u^2 = k_1^2-\beta^2$，而 $k_1 = 2\pi n_1/\lambda$。纤芯中 E_z 和 H_z 的表达式为：

$$E_z(r<a) = AJ_v(ur)e^{jv\phi}e^{j(\omega t-\beta z)} \tag{2.42}$$

$$H_z(r<a) = BJ_v(ur)e^{jv\phi}e^{j(\omega t-\beta z)} \tag{2.43}$$

等式中 A 和 B 是两个任意常数。

在纤芯外部区域，方程（2.41）式的解是第二类变态贝塞耳函数 $K_v(wr)$，其中 $w^2 = \beta^2-k_2^2$，而 $k^2=2\pi n_2/\lambda$。纤芯外 E_z 和 H_z 的表达式则为：

$$E_z(r>a) = CK_v(wr)e^{jv\phi}e^{j(\omega t-\beta z)} \tag{2.44}$$

$$H_z(r>a) = DK_v(wr)e^{jv\phi}e^{j(\omega t-\beta z)} \tag{2.45}$$

等式中 C 和 D 是任意常数。

$J_v(ur)$ 和 $K_v(wr)$ 的定义以及各类递推关系式在附录 C 中给出。根据变态贝塞耳函数的定义，当 $wr\to\infty$ 时，$K_v(wr)\to e^{-wr}$，所以在 $w>0$ 的情况下，当 $r\to\infty$ 时场量必然趋于零。这说明 $\beta\geqslant k_2$，则 $\beta=k_2$ 即为截止条件。所谓截止条件是指到达该点时模式将不再约束于纤芯区域内。有关 β 的第二个

条件可以从$J_\nu(ur)$的特性中推出，在纤芯中参数u必须是实数，从而使F_1成为实函数，由此可知$k_1 \geqslant \beta$。所以对于有界的场解，β的允许取值范围为：

$$n_2 k = k_2 \leqslant \beta \leqslant k_1 = n_1 k \tag{2.46}$$

其中$k=2\pi/\lambda$，是自由空间传播常数。

2.4.6 模式方程*

传播常数β的解取决于边界条件，电磁场边界条件要求边界两侧电场**E**的切向分量E_ϕ和E_z在电介质分界面$r=a$上必须取相同的值，这样的要求同样适合于磁场的切向分量H_ϕ和H_z。首先考虑电场$\boldsymbol{E}$的切向分量，在纤芯包层界面的内侧（$E_z=E_{z1}$）电场z向分量由（2.42）式确定，在界面的外侧（$E_z=E_{z2}$）则由（2.44）式决定，而边界上的连续条件则为：

$$E_{z1} - E_{z2} = AJ_\nu(ua) - CK_\nu(wa) = 0 \tag{2.47}$$

电场的ϕ分量可由（2.35b）式得到，在纤芯内部，因子q^2可以表示为：

$$q^2 = u^2 = k_1^2 - \beta^2 \tag{2.48}$$

等式中$k_1 = 2\pi n_1/\lambda = \omega\sqrt{\epsilon_1 \mu}$，但在纤芯之外则有：

$$w^2 = \beta^2 - k_2^2 \tag{2.49}$$

等式中$k_2 = 2\pi n_2/\lambda = \omega\sqrt{\epsilon_2 \mu}$。将（2.42）式和（2.43）式代入（2.35b）式可得$E_{\phi 1}$，同样将（2.44）式和（2.45）式代入可得$E_{\phi 2}$，进一步可得到$r=a$界面上的连续性条件：

$$E_{\phi 1} - E_{\phi 2} = -\frac{j}{u^2}\left[A\frac{j\nu\beta}{a}J_\nu(ua) - B\omega\mu u J_\nu'(ua)\right] - \frac{j}{w^2}\left[C\frac{j\nu\beta}{a}K_\nu(wa) - D\omega\mu w K_\nu'(ua)\right] = 0 \tag{2.50}$$

等式中上标“′”表示对自变量的微商。

类似地，可以得到磁场**H**的切向分量在$r=a$界面上的连续条件：

$$H_{z1} - H_{z2} = BJ_\nu(ua) - DK_\nu(wa) = 0 \tag{2.51}$$

和

$$H_{\phi 1} - H_{\phi 2} = -\frac{j}{u^2}\left[B\frac{j\nu\beta}{a}J_\nu(ua) - A\omega\epsilon_1 u J_\nu'(ua)\right] - \frac{j}{w^2}\left[D\frac{j\nu\beta}{a}K_\nu(wa) - C\omega\epsilon_2 w K_\nu'(wa)\right] = 0 \tag{2.52}$$

（2.47）式、（2.50）式、（2.51）式和（2.52）式是一个以A、B、C、D为待求量的方程组。这个方程组仅当它们的系数行列式为零时才有非零解，即：

$$\begin{vmatrix} J_\nu(ua) & 0 & -k_\nu(wa) & 0 \\ \frac{\beta\nu}{au^2}J_\nu(ua) & \frac{j\omega\mu}{u}J'_\nu(ua) & \frac{\beta\nu}{aw^2}K_\nu(wa) & \frac{j\omega\mu}{w}K'_\nu(wa) \\ 0 & J_\nu(ua) & 0 & -K_\nu(wa) \\ -\frac{j\omega\epsilon_1}{u}J'_\nu(ua) & \frac{\beta\nu}{au^2}J_\nu(ua) & -\frac{j\omega\epsilon_2}{w}K'_\nu(wa) & \frac{\beta\nu}{aw^2}K_\nu(wa) \end{vmatrix} = 0 \tag{2.53}$$

展开上述系数行列式，即可得到关于β的下述本征值方程：

$$(\mathcal{J}_\nu + \mathcal{K}_\nu)(k_1^2\mathcal{J}_\nu + k_2^2\mathcal{K}_\nu) = \left(\frac{\beta\nu}{a}\right)^2\left(\frac{1}{u^2}+\frac{1}{w^2}\right)^2 \tag{2.54}$$

其中：

$$\mathcal{J}_\nu = \frac{J'_\nu(ua)}{\nu J_\nu(ua)} \quad , \quad \mathcal{K}_\nu = \frac{K'_\nu(wa)}{wK_\nu(wa)}$$

求解（2.54）式，即可发现在（2.46）式所确定的允许取值范围内仅有一系列离散的β值。（2.54）式是一个复杂的超越方程，一般情况下只能采用数值方法求解，从它对某一特定模式的解可以得到这个模式的全部传输特性。下面我们将从这个方程出发，考查阶跃折射率光波导的一些最低阶模的特性。

2.4.7 阶跃折射率光纤中的模式*

为了有助于对模式的描述，我们首先考查第一类贝塞耳函数的形态。头三阶贝塞耳函数的图形示于图2.16中，第一类贝塞耳函数在k为实数时，类似于正弦函数并呈振荡特性。正因为振荡特性，所以对于一个给定的值，（2.54）式有m个根，这些根可记为$\beta_{\nu m}$，它们分别与$TE_{\nu m}$、$TM_{\nu m}$、$EH_{\nu m}$和$HE_{\nu m}$模相对应。阶跃折射率光纤的四个最低阶模在光纤剖面内的横向电场分布如图2.17所示。

对于介质光纤波导，除ν=0以外，所有的模都是混合模。如果ν=0，则（2.54）式右边为零，从而得到两个不同的本征值方程，也就是：

$$\mathcal{J}_0 + \mathcal{K}_0 = 0 \tag{2.55a}$$

如果利用附录C中J'_ν和K'_ν的递推关系，则又可以写成：

$$\frac{J_1(ua)}{uJ_0(ua)} + \frac{K_1(wa)}{wK_0(wa)} = 0 \tag{2.55b}$$

上面两个方程式相对于TE_{0m}模（E_z=0）以及：

$$k_1^2\mathcal{J}_0 + k_2^2\mathcal{K}_0 = 0 \tag{2.56a}$$

或者：

$$\frac{k_1^2J_1(ua)}{uJ_0(ua)} + \frac{K_2^2K_1(wa)}{wK_0(wa)} = 0 \tag{2.56b}$$

这两个方程对应于 TM_{0m} 模（$H_z=0$），其证明则作为习题留给读者完成（见习题2.15）。

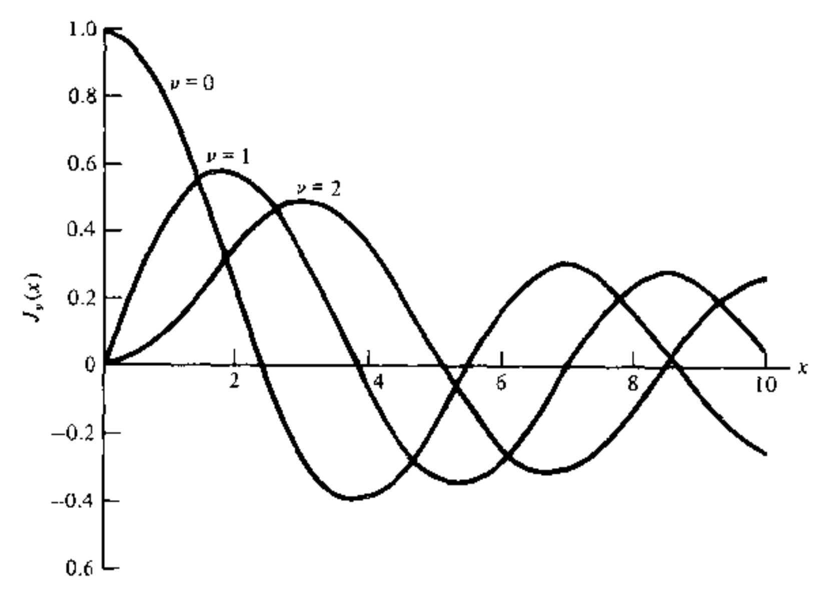


图2.16 头三阶（ν=0、1、2）贝塞耳函数 $J_\nu(x)$ 随 x 变化的曲线

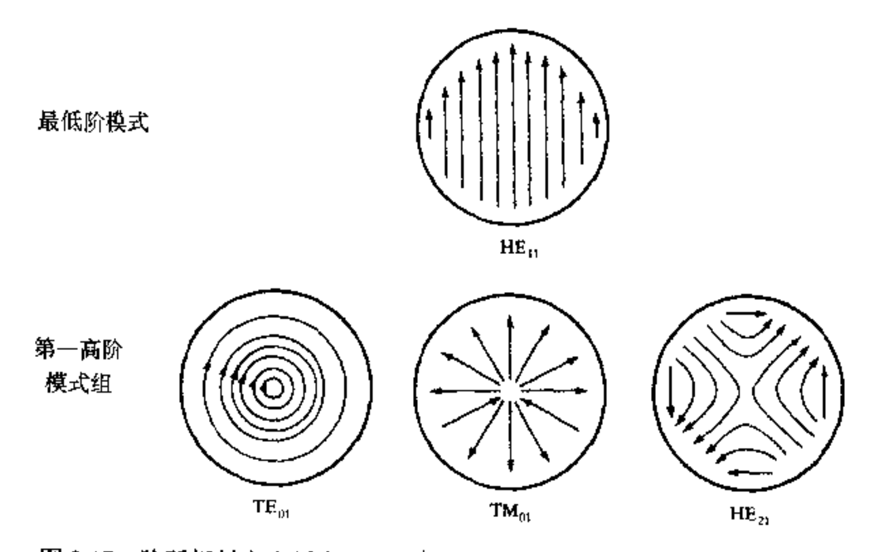


图2.17 阶跃折射率光纤中四个最低阶模式的横向电场在剖面内的分布图

如果 $\nu \neq 0$，则更为复杂，这时需要使用数值方法才能严格求解（2.54）式。根据纤芯折射率和包层折射率十分相近的原理，Snyder[19] 和 Gloge[20,27] 已使（2.54）式得到简化，并推出了相当精确的近似表达式。$n_1-n_2<<1$ 的条件，Gloge 称其为弱导波条件，其推导过程在2.4.8节中给出。

现在我们考查光纤模式的截止条件。回忆(2.46)式中的关系，如果一个模场不再约束于芯纤内，则称这个模式被截止，这时该模场在纤芯外面不再衰减。各类模式的截止条件可以在 $w^2 \to 0$ 的极限条件下求解（2.54）式得到。一般这个过程相当复杂，所以这里仅将所得结果[14,16]列在表2.1中。

与截止条件相联系的一个重要参数是所谓的归一化频率 V（也称为 V 数或 V 参数），其定义为：

$$V^2 = (u^2 + w^2)a^2 = \left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^2 (n_1^2 - n_2^2) = \left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^2 \mathrm{NA}^2 \tag{2.57}$$

这是一个无量纲的数，它决定了光纤可以支持的模式总数。一个波导中可以存在的模式总数也可以使用归一化传播常数 b 来表示[20]，b 的定义为：

$$b=\frac{a^2w^2}{v^2}=\frac{(\beta/k)^2-n_2^2}{n_1^2-n_2^2}$$

表2.1　一些低阶模式的截止条件

v	模式	截止条件
0	TE_{0m}，TM_{0m}	$J_0(ua)=0$
1	HE_{1m}，EH_{1m}	$J_1(ua)=0$
≥2	EH_{vm}	$J_v(ua)=0$
	HE_{vm}	$\left(\frac{n_1^2}{n_2^2}+1\right)J_{v-1}(ua)=\frac{ua}{v-1}J_v(ua)$

几个低阶模的归一化传播常数 b（用 β/k 表示）作为函数 V 的变化曲线如图2.18所示。该图表明，每一个模式都存在一个 V 可以达到的极限值，与此极限 V 值对应的有 $\beta/k=n_2$，这时模式截止。除非是光纤纤芯的半径趋于零，否则不会截止 HE_{11} 模，这就是单模光纤工作的基本原理。适当选取 a、n_1、n_2 使得：

$$V=\frac{2\pi a}{\lambda}(n_1^2-n_2^2)^{1/2}\leqslant 2.405 \tag{2.58}$$

等式中2.405是最低阶贝塞耳函数 $J_0=0$ 的第一个根（见图2.16）。在上述条件下，除 HE_{11} 模以外，将截止所有的其他模式。

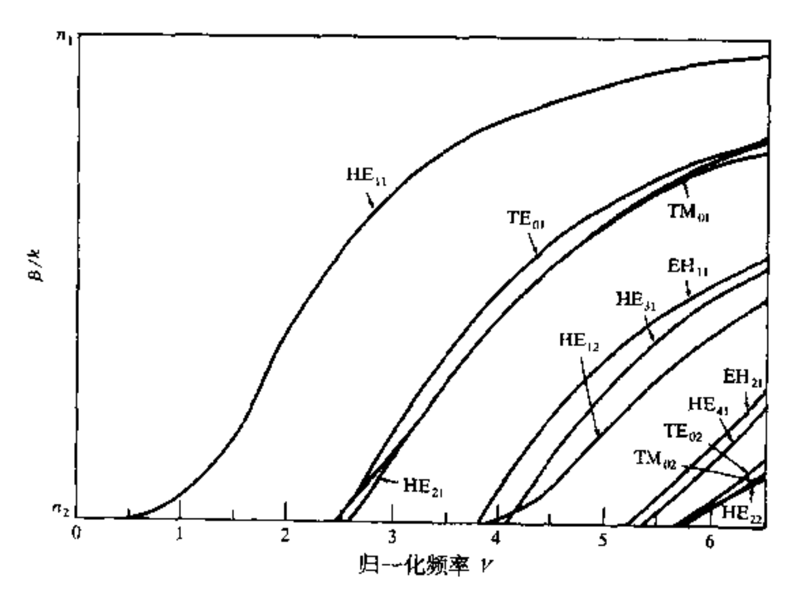


图2.18　几个最低阶模式的传播常数（以 β/k 表示）作为 V 的函数的曲线

例2.3　一阶跃折射率光纤在1300 nm波长上其归一化频率 V=26.6，纤芯半径为25 μm，由此可以计算其数值孔径。由（2.23）式和（2.50）式可以得到：

$$V=\frac{2\pi a}{\lambda}\mathrm{NA}$$

或

$$\text{NA} = V\frac{\lambda}{2\pi a} = 26.6\frac{1.3}{2\pi(25)} = 0.22$$

如果多模光纤中的模式总数M很大时，可以将参数V与M相联系，对于阶跃光纤，根据射线理论可以推导出一个近似关系式。入射到光纤端面的射线汇，如果其入射角在定义数值孔径时所允许的最大角度θ以内，则这些光线会成为纤芯内的约束光线，此角度θ的定义由（2.23）式给出，即：

$$\text{NA} = \sin\theta = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \tag{2.59}$$

对于实际上允许的数值孔径值，$\sin\theta$是很小的，所以$\sin\theta \simeq \theta$。于是该光纤所允许的立体角是：

$$\Omega = \pi\theta^2 = \pi(n_1^2 - n_2^2) \tag{2.60}$$

从激光器或者波导辐射出的电磁波模式数与波长之间的关系，可以近似为每单位立体角内的模式数等于$2A/\lambda^2$，这里的A是发射电磁波模式或接收电磁波模式的面积[28]。对于光纤端面，此面积就是光纤纤芯的剖面面积，即πa^2。前面的因子2是由于平面电磁波有两种正交的偏振状态。于是光纤中的模式总数为：

$$M \simeq \frac{2A}{\lambda^2}\Omega = \frac{2\pi^2 a^2}{\lambda^2}(n_1^2 - n_2^2) = \frac{V^2}{2} \tag{2.61}$$

2.4.8 线偏振模*

很明显，到现在我们对光纤模式的严格分析在数学上都是极为复杂的。但是可以采用一种简化的却十分精确的近似方法，这种方法建立在典型阶跃折射率光纤的纤芯包层折射率差很小（即$\Delta \ll 1$）的基础之上。这就是所谓的弱导光纤近似[7,19,20,27]的基础。采用这一近似，光纤的$\text{HE}_{\nu+1,m}$和$\text{EH}_{\nu-1,m}$模对具有十分相似的电磁场分布和几乎相等的传播常数。这种相似性对TE_{0m}、TM_{0m}和HE_{2m}模也同样成立。可以从图2.18中，按$(\nu,m)=(0,1)$和$(2,1)$所构成的模式组$\{\text{HE}_{11}\}$、$\{\text{TE}_{01}, \text{TM}_{01}, \text{HE}_{21}\}$，$\{\text{HE}_{31}, \text{EH}_{11}\}$、$\{\text{HE}_{12}\}$、$\{\text{HE}_{41}, \text{EH}_{21}\}$以及$\{\text{TE}_{02}, \text{TM}_{02}, \text{HE}_{22}\}$中看出这种特点。于是对于一个模式，只须考虑4个场分量，而不是6个场分量，同时可以采用直角坐标系而不是圆柱坐标系来描述场量，这使得问题得到进一步简化。

当$\Delta \ll 1$时，可以近似认为$k_1^2 \simeq k_2^2 \simeq \beta^2$，利用这个近似可以将（2.54）式简化为：

$$\mathcal{J}_\nu + K_\nu = \pm\frac{\nu}{a}\left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2}\right) \tag{2.62}$$

于是，由（2.55b）式所给出的TE_{0m}模本征值方程和（2.56b）式所给出TM_{0m}模本征值方程完全一样。利用附录C给出的J'_ν和K'_ν的递推关系，可以得到与（2.62）式中的正号和负号相对应的两个方程式。由（2.62）式右边取正号得到：

$$\frac{J_{\nu+1}(ua)}{uJ_\nu(ua)} + \frac{K_{\nu+1}(wa)}{wK_\nu(wa)} = 0 \tag{2.63}$$

这个方程的解所确定的模式系列称为EH模。如果在（2.62）式右边取负号，则得到：

$$\frac{J_{\nu-1}(ua)}{uJ_{\nu}(ua)}-\frac{K_{\nu-1}(wa)}{wK_{\nu}(wa)}=0 \tag{2.64a}$$

作为一种等价的表达式，可以将（2.64a）式取倒数，并利用C.1.2和C.2.2节中$J_\nu(ua)$和$K_\nu(wa)$递推关系的第一表达式，可以得到：

$$-\frac{uJ_{\nu-1}(ua)}{J_{\nu-1}(ua)}=\frac{wK_{\nu-2}(wa)}{K_{\nu-1}(wa)} \tag{2.64b}$$

这个方程所确定的模式系列称为HE模。

如果我们定义一个新的参量：

$$j=\begin{cases}1, & \text{TE模和TM模}\\ \nu+1, & \text{EH模}\\ \nu-1, & \text{HE模}\end{cases} \tag{2.65}$$

则可将（2.56b）式、（2.63）式和（2.64b）式写成同一形式，即：

$$\frac{uJ_{j-1}(ua)}{J_j(ua)}=-\frac{wK_{j-1}(wa)}{wK_j(wa)} \tag{2.66}$$

（2.65）式和（2.66）式表明，在弱导波近似下，所有相同序号j、m标识的模式满足相同的特征方程，这表明这些模式是简并模。也就是$HE_{\nu+1,m}$模和$EH_{\nu-1,m}$模是简并模（如果HE模和EH模具有相同的径向阶数m时，以其相同的圆周方向阶数ν形成简并模式对），于是由一个$HE_{\nu+1,m}$模和一个$EH_{\nu-1,m}$模构成的任意组合，同样构成光纤中一个导波模。

Gloge[20]将这样的简并模称为线偏振（LP）模，并记为LP_{jm}模，而不再考虑它们是TM、TE、EH还是HE模场结构。各个LP_{jm}模的归一化传播常数b作为V的函数示于图2.19中。一般可得到如下结论：

1. 每一个LP_{0m}模由HE_{1m}模导出；
2. 每一个LP_{1m}模由TE_{0m}、TM_{0m}和HE_{2m}模构成；
3. 每一个$LP_{\nu m}$模（$\nu \geqslant 2$）由$HE_{\nu+1,m}$模和$EH_{\nu-1,m}$模构成。

前10个LP模（也就是具有最低截止频率的10个模）与传统的TM、TE、EH和HE模之间的对应关系列于表2.2中，从这个表中还可看出LP模的简并度。

LP模式标记的一个最有用的特性是其直观性。在一个完整的模式系列中仅需要一个电场分量和一个磁场分量，电场矢量**E**可以取在一个固定的坐标轴方向，而磁场矢量**H**则垂直于电场矢量。另外，还有一组与这个模场等价的、但场的极性相反的场解。这是因为这两个可能的偏振方向之间可以相互耦合，而且这两个偏振态在水平方向既可以按$\cos j\phi$变化也可以按$\sin j\phi$变化，于是对于一个单一的LP_{jm}模，实际上有四种分离的场形图。例如，LP_{11}模的四种可能的电场和磁场取向以及它们的强度分布示于图2.20中。而图2.21(a)和图2.21(b)则分别说明严格的HE_{21}模加TE_{01}模和HE_{21}模加TM_{01}模是如何叠加成两个LP_{11}模的。

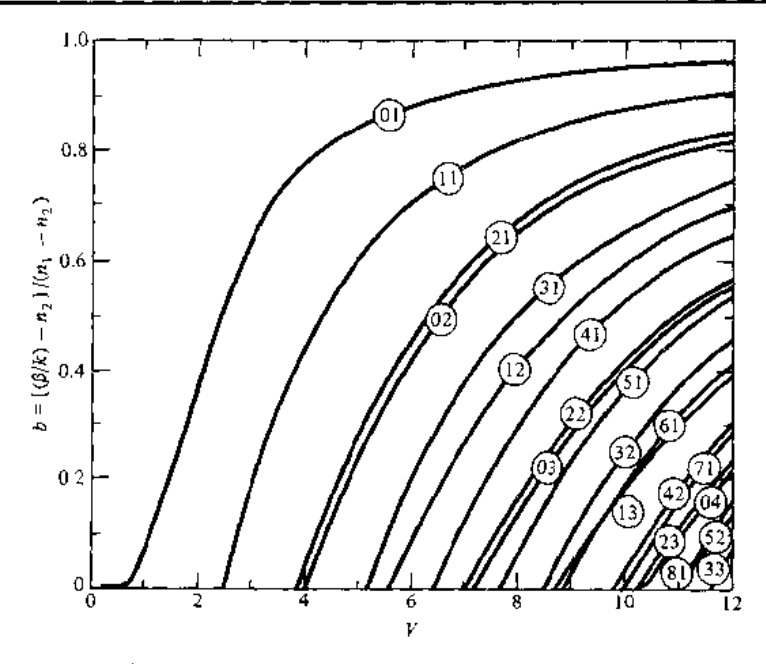


图 2.19　各种 LP_{jm} 模的归一化传播常数 b 作为 V 的函数曲线（经允许复制于 Gloge[20]）

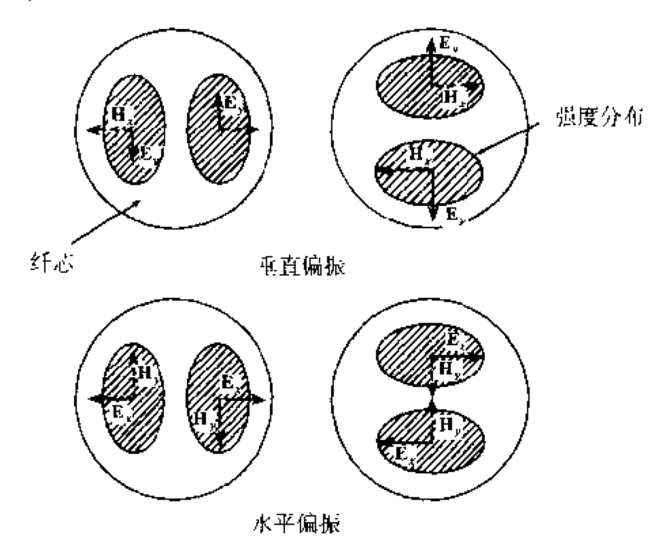


图 2.20　LP_{11} 模的横向电场和磁场的四种可能取向以及相应的强度分布

表 2.2　低阶线偏振模的组成

LP 模标记	传统模式标记及模式数	简并模数
LP_{01}	$HE_{11}\times 2$	2
LP_{11}	TE_{01}，TM_{01}，$HE_{21}\times 2$	4
LP_{21}	$EH_{11}\times 2$，$HE_{31}\times 2$	4
LP_{02}	$HE_{12}\times 2$	2
LP_{31}	$EH_{21}\times 2$，$HE_{41}\times 2$	4
LP_{12}	TE_{02}，TM_{02}，$HE_{22}\times 2$	4
LP_{41}	$EH_{31}\times 2$，$HE_{51}\times 2$	4
LP_{22}	$EH_{12}\times 2$，$HE_{32}\times 2$	4
LP_{03}	$HE_{13}\times 2$	2
LP_{51}	$EH_{41}\times 2$，$HE_{61}\times 2$	4

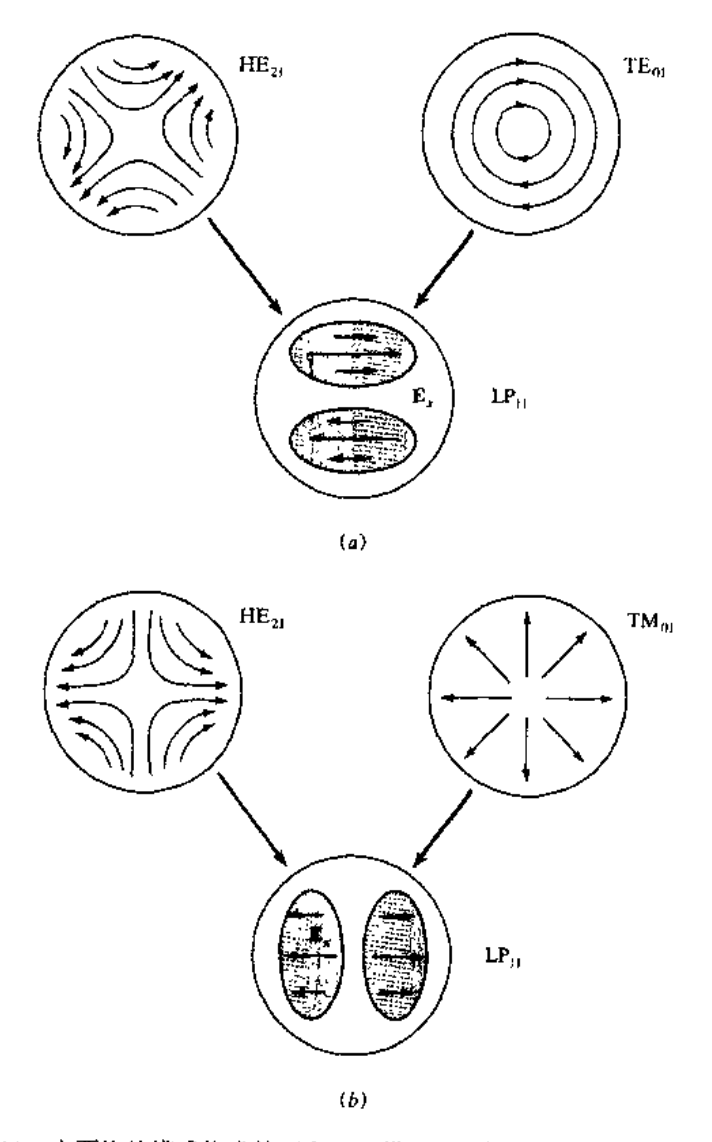


图 2.21　由严格的模式构成的两个 LP_{11} 模以及它们的横向电场和强度分布

2.4.9　阶跃折射率光纤中的功率流*

对于阶跃折射率光纤，我们感兴趣的最后一个量，是对一个特定模式在纤芯内和包层中的功率流之比。正如图 2.14 所示，对于一个给定的模式，其电磁场在纤芯包层界面上并不为零。在纤芯内场量呈现振荡分布，但在包层中则呈指数衰减分布。因而一个导波模式的电磁能量的一部分由纤芯承载，另一部分则由包层承载。如果一个模式远离它的截止频率，则其能量将更集中于纤芯中，当逼近它的截止点时，则场量将更加深入包层区，从而有更大比例的能量在包层中传播。在截止状态，纤芯外部的场量不再衰减，这个模式也就成为一个完全的辐射模。

纤芯和包层中功率流的相对值，可以在光纤剖面内对 Poynting 矢量的轴向分量进行积分而得到：

$$S_z = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left(\mathbf{E}\times\mathbf{H}^*\right)\cdot\mathbf{e}_z \tag{2.67}$$

因此可以得到纤芯和包层中的功率，其结果分别为：

$$P_{\mathrm{core}} = \frac{1}{2}\int_0^a\int_0^{2\pi} r(E_x H_y^* - E_y H_x^*)d\phi dr \tag{2.68}$$

$$P_{\mathrm{clad}} = \frac{1}{2}\int_a^\infty\int_0^{2\pi} r(E_x H_y^* - E_y H_x^*)d\phi dr \tag{2.69}$$

等式中的“*”号表示复共轭。基于弱导波模方法，Gloge[20,29]已经得到了其精确度在纤芯包层折射率差Δ量级内的结果。对于一个特定模式ν，纤芯和包层的相对功率为：

$$\frac{P_{\mathrm{core}}}{P}\left(1-\frac{u^2}{V^2}\right)\left[1-\frac{J_\nu^2(ua)}{J_{\nu+1}(ua)J_{\nu-1}(ua)}\right] \tag{2.70}$$

以及

$$\frac{P_{\mathrm{clad}}}{P} = 1 - \frac{P_{\mathrm{core}}}{P} \tag{2.71}$$

等式中P是模式ν的总功率。各个LP_{jm}模的P_{core}和P_{clad}之间的关系曲线如图2.22所示。图中P_{core}和P_{clad}是以功率比P_{core}/P和P_{clad}/P来表示的。另外，在光纤中有大量的模式传播时，在远离截止状态下包层中的总平均功率也已推导出来。对于这种有大量模式的情况，忽略少数接近截止状态的模式可以得到满意的近似结果。推导过程中可以假设采用非相干光源，例如钨丝灯或发光二极管，这种光源可以在光纤中以相同的功率激励起所有的模式，包层中总的平均功率即可近似表示为[20]：

$$\left(\frac{P_{\mathrm{clad}}}{P}\right)_{\mathrm{total}} = \frac{4}{3}M^{-1/2} \tag{2.72}$$

等式中M是由（2.61）式决定的光纤中的模式总数。从图2.22和（2.72）式可以看出，包层中的功率流随着V的增加而下降，这是因为M与V^2成正比。

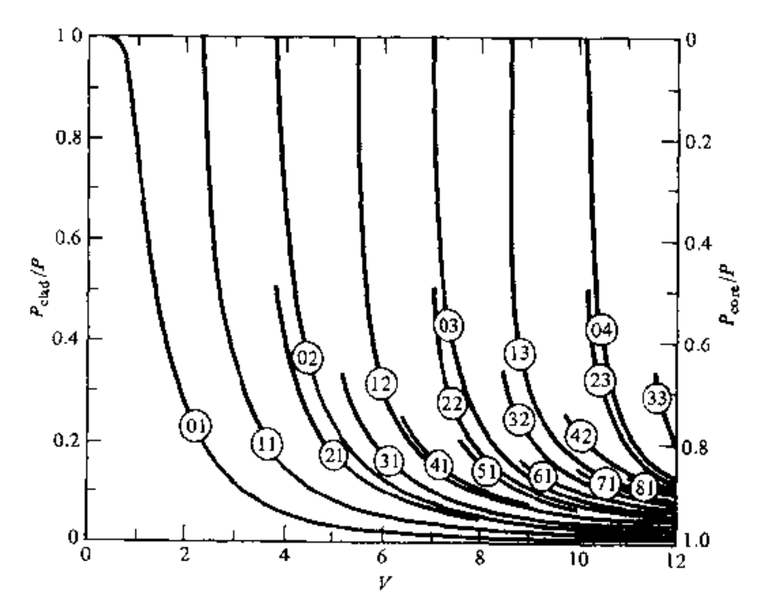


图2.22 作为V的函数，阶跃折射率光纤中包层功率流的比例。当$\nu \neq 1$时曲线标号νm表示$HE_{\nu+1,m}$模和$EH_{\nu-1,m}$模，对于$\nu=1$，曲线标号νm表示HE_{2m}、TE_{0m}和TM_{0m}模（经允许复制于Gloge[20]）

例2.4　作为一个例子，设光纤的纤芯半径为25 μm，纤芯折射率为1.48，Δ =0.01。在工作波长为0.84 μm时V等于39，光纤中存在760个模式。根据（2.72）式，约有5%的功率在包层中传播。如果减小Δ，例如减到0.003以便减小信号的色散（见第3章），这时只有242个模式可以在光纤中传播，而有9%的功率在包层中传播。对于单模光纤，考查图2.22中的LP_{01}模（也就是HE_{11}模），在V=1时大约有70%的功率在包层中传播；如果V=2.405，则LP_{11}模（或TE_{01}模）将开始传播，大约有84%的功率在纤芯中传播。

2.5　单模光纤

如果将光纤纤芯直径尺寸扩展到几个波长（通常是8～12个波长），并且使纤芯包层折射率差很小，则可制成单模光纤。根据（2.27）式或（2.58）式，令V=2.4，则在一个相当大的纤芯实际尺寸a和纤芯包层折射差Δ的变化范围内，可以实现单模传播。但实际设计的单模光纤[27]，其纤芯包层折射率差一般在0.2%到1.0%间变化，因而纤芯直径的取值必须使第一个高阶模（次最低阶模）是截止模，或者是使V值稍小于2.4。例如一典型的工作在0.8 μm波段的单模光纤，其纤芯半径可取为3 μm，数值孔径可取为0.1，由（2.23）式和（2.57）式（或（2.27）式）可以得到V=2.356。

2.5.1　模场直径

在考查单模光纤的性能参数时，十分重要的内容是光纤中传播模场（而不是纤芯直径和数值孔径）的几何分布。所以单模光纤的一个主要参数便是模场直径（MFD）[30-35]。模场直径可以由主模式LP_{01}模的模场分布决定。多模光纤的模场直径与纤芯直径几乎相等，但单模光纤的模场直径一般不等于纤芯直径，这是因为单模光纤中并非所有的光都由纤芯承载并局限于纤芯内传播。单模光纤中模场的分布可用图2.23加以解释。

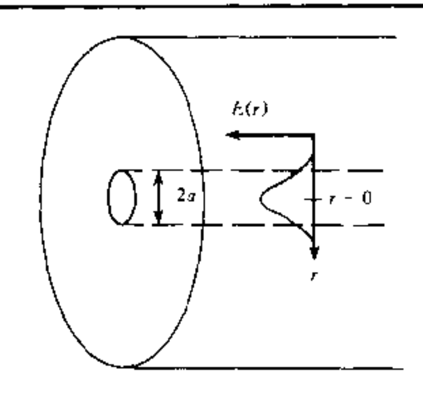
现在已经提出了多种表征和测量MFD的模型[30-33,36-40]。在所有的这些方法中，最主要考虑的因素是如何近似描述电场的分布。首先，假设电场分布是高斯型的，即：

$$E(r) = E_0 \exp(-r^2 / W_0^2) \tag{2.73}$$

等式中r是半径，E_0是r=0处的场量值，W_0是电场分布的半宽度。于是可以定义（2.73）式中的全宽$2W_0$为MFD，也就是场量降至中心处的e^{-1}半径的2倍（这个半径等价于光功率降至中心处的e^{-2}半径）。LP_{01}模的MFD宽度$2W_0$可以定义为：

$$2W_0 = 2\left[\frac{2\int_0^\infty r^3 E^2(r)dr}{\int_0^\infty rE^2(r)dr}\right]^{1/2} \tag{2.74}$$

等式中$E(r)$代表LP_{01}模的场分布。这个定义并不是惟一的，还有好几种定义方式已经提出[31]。同时还应注意到，一般模场分布会随折射率剖面的改变而变化，因而会偏离高斯型模场分布。



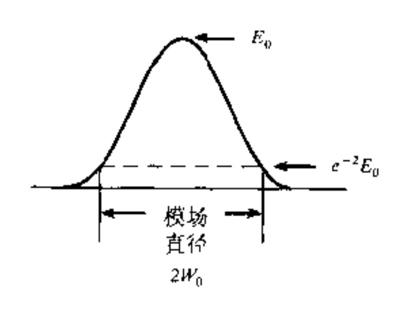


图2.23 单模光纤中工作波长超过截止波长时的光功率分布，对于高斯分布，MFD由光功率降为$1/e^2$的宽度决定

2.5.2 单模光纤中的传播模

正如2.4.8节所指出，任何常规的单模光纤中，实际上都存在两个独立的简并传播模。这两个模式极为相似，但它们的偏振面相互正交。这两个模式可以任意地取水平（H）方向偏振，或取垂直方向（V）偏振，这两种偏振态如图2.24所示。两个正交的偏振模中的任意一个都构成主模，即HE_{11}模。在一般情况下，光纤中传播的光波的电场是两个偏振模的线性叠加，合成波的偏振状况取决于起始点上入射到光纤内的光波的偏振状态。

假设我们随意地选取这两个正交的模式中的一个，并假定其电场的横向分量沿x轴方向偏振，则另一个正交的模式电场的横向分量必然沿y轴方向偏振，如图2.24所示。在具有理想轴对称性的光纤中，这两个简并的模式具有完全相同的传播常数（$k_x=k_y$），因而具有任意偏振态的光波注入光纤以后，其偏振状态在传输过程中不会发生变化。实际的光纤总会有不完善性，例如非对称的横向应力、非圆纤芯以及折射率分布的变化等等，这些不完善性破坏了理想光纤的圆对称性，并降低了这两个正交模式的简并特性。在这种情况下，两个正交的模式以不同的相速率传播，因而它们具有不同的有效折射率，这就是所谓的光纤中的双折射，即：

$$B_f = n_y - n_x \tag{2.75}$$

与上式等价，也可以定义双折射为：

$$\beta = k_0(n_y - n_x) \tag{2.76}$$

等式中$k_0=2\pi/\lambda$是自由空间传播常数。

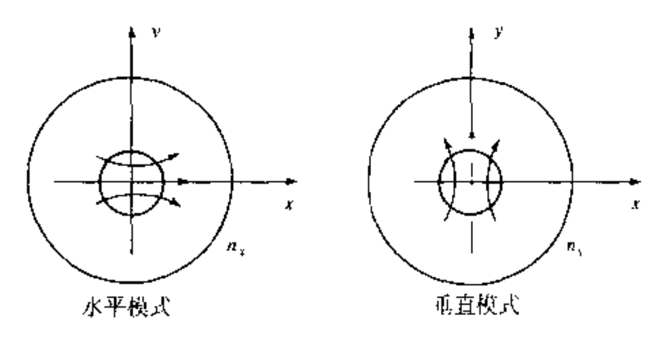


图 2.24　单模光纤主模式 HE_{11} 模的两种偏振状态

如果光波在注入光纤的同时激励起两个模式，则在传播过程中二者之间将会产生一个相位差。如果这个相位差为2π的整数倍，则这两个模式在该点出现所谓的“拍”（beat），其偏振状态与入射点相同，产生“拍”的长度就是单模光纤的拍长，即：

$$L_p = 2\pi / \beta \tag{2.77}$$

例 2.5　一单模光纤在 1300 nm 波长上其拍长为 8 cm，由（2.75）式到（2.77）式可以得到模式的双折射为：

$$B_f = n_y - n_x = \frac{\lambda}{L_p} = \frac{1.3\times10^{-6}\,\text{m}}{8\times10^{-2}\,\text{m}} = 1.63\times10^{-5}$$

或者：

$$\beta = \frac{2\pi}{L_p} = \frac{2\pi}{0.08\ \text{m}} = 78.5\ \text{m}^{-1}$$

上述数据说明，这是一个中等程度的双折射光纤。因为双折射可以在 $B_f=1\times10^{-3}$（典型的高双折射光纤）到 $B_f=1\times10^{-8}$（典型的低双折射光纤）之间变化。

2.6　梯度折射率光纤的结构

将梯度折射率光纤的纤芯折射率设计为从光纤中心随着径向距离r的增加而连续地减小，但通常其包层折射率保持为常数。最常见的纤芯区折射率分布是所谓的幂指数函数分布，即：

$$n(r) = \begin{cases} n_1\left[1-2\Delta(\dfrac{r}{\alpha})^{\alpha}\right]^{1/2} & ,\quad 0\leqslant r\leqslant a \\ n_1(1-2\Delta)^{1/2} \simeq n_1(1-\Delta) = n_2 & ,\quad r\geqslant a \end{cases} \tag{2.78}$$

等式中 r 是从光纤轴计算的径向距离，a 是纤芯半径，n_1 是纤芯轴上的折射率，n_2 则是包层折射率，无量纲的参数 α 决定折射率剖面的形状。梯度折射率光纤的折射率差 Δ 则定义为：

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \simeq \frac{n_1 - n_2}{n_1} \tag{2.79}$$

这个等式右边的近似关系，使得梯度折射率光纤 Δ 的表达式简化为（2.20）式所定义的阶跃折射率光纤的折射率差表达式，所以两种情况使用了同一符号。如果 $\alpha=\infty$，则（2.78）式简化为阶跃折射率剖面，即 $n(r)=n_1$。

确定梯度折射率光纤的数值孔直径要比阶跃折射率光纤更为复杂的。因为对于梯度折射率光纤，NA是纤芯端面内位置的函数，与此相应，阶跃折射率光纤的NA在光纤纤芯剖面内是一个常数。利用几何光学方法可以证明，入射到光纤端面距中心为r的位置上的光线，如果其入射角在该点的本地数值孔径NA(r)所确定的角度以内，则此光线将形成导波模。本地数值孔径的定义为[44]：

$$\mathrm{NA}(r)=\begin{cases}\left[n^2(r)-n_2^2\right]^{1/2}\simeq \mathrm{NA}(0)\sqrt{1-(r/a)^{\alpha}} & , \quad r\leqslant a\\ 0 & , \quad r>a\end{cases} \tag{2.80a}$$

等式中NA(0)是中心轴上的数值孔径，定义为：

$$\mathrm{NA}(0)=\left[n^2(0)-n_2^2\right]^{1/2}=(n_1^2-n_2^2)^{1/2}\approx n_1\sqrt{2\Delta} \tag{2.80b}$$

由此可知，当r从零到纤芯包层界面之间变化时，梯度折射率光纤的数值孔径在NA(0)到零之间变化。具有不同α值折射率剖面的梯度光纤，其数值孔径的比较如图2.25所示。梯度折射率光纤中导波模的总数为[45-48]：

$$M=\frac{a}{a+2}a^2k^2n_1^2\Delta \tag{2.81}$$

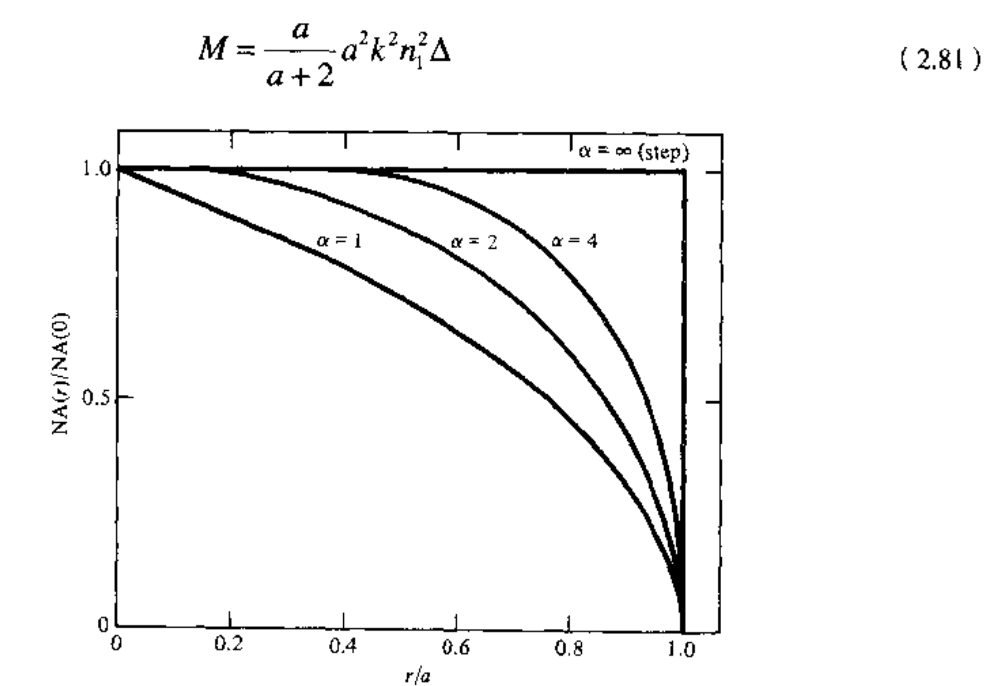


图2.25 具有不同α值的梯度折射率光纤，其数值孔径的比较

2.7 光纤材料

作为光纤的候选材料，必须满足一系列的要求，例如：

1. 这种材料必须能拉制成很长、很细、可卷绕的纤维；
2. 这种材料必须对特定的光波长是透明的，以便光纤可以有效地导光；
3. 物理上合适的材料，使得拉制成的光纤纤芯折射率与包层折射率仅有稍许差异成为可能。

可以满足上述要求的材料有玻璃和塑料。

光纤主要是由二氧化硅（SiO_2）或硅酸盐玻璃制造而成。形形色色的玻璃纤维，可以分成具有大面积纤芯的高损耗玻璃纤维和极为透明（低损耗）的玻璃纤维。前者用于短距离传输，而后者则主要用于长途传输。塑料光纤尚未得到广泛应用，因为比起玻璃纤维，塑料光纤的损耗较大。塑料光纤主要用于短距离传输（几百米以内）和一些恶劣环境中，在这种环境中塑料光纤因其机械强度大，所以比起玻璃纤维更具有优势。

2.7.1　玻璃纤维

玻璃由金属氧化物、硫化物、硒化物的混合物经熔融制成。最后形成的材料是通过分子网格随机连结而成，而不是像晶体材料那样具有很好的、可预知的有序结构。这种无序结构导致玻璃材料没有预知的、完全确定的熔点。当玻璃材料从室温加热到好几百摄氏度时都保持为坚硬的固体形态，如果温度进一步升高，则玻璃将逐渐变软，当温度很高时玻璃就成为一种粘稠的液体。“熔解温度”这个术语常用于玻璃的制造，这个术语仅指玻璃成为具有充分流动性的物质所要达到的一个温度范围。在这种状态下会很快从玻璃中冒出气泡并失去自身的形状。

用于制作光纤的光学透明的绝大多数玻璃都是氧化物玻璃，其中最常用的是二氧化硅，这种材料在850 nm波长上折射率为1.458。为了制作两种具有相似特性、而折射率只有一个很小差异的材料以便形成纤芯和包层，可以在二氧化硅中掺入氟，或者掺入各种氧化物（通常称为掺杂），例如B_2O_3、GeO_2或P_2O_5等。如图2.26所示，如果在二氧化硅中掺入GeO_2或P_2O_5，则折射率增加；在二氧化硅中掺入氟或B_2O_3，则折射率减小。由于包层折射率必须低于纤芯折射率，所以光纤的组成可以是：

1. GeO_2-SiO_2纤芯，SiO_2包层；
2. P_2O_5-SiO_2纤芯，SiO_2包层；
3. SiO_2纤芯，B_2O_3-SiO_2包层；
4. GeO_2-B_2O_3-SiO_2纤芯，B_2O_3-SiO_2包层。

这里的标识方法如GeO_2-SiO_2代表在二氧化硅玻璃中掺入GeO_2。

未经提纯的二氧化硅材料在地壳内主要以砂的形式存在，纯二氧化硅构成的玻璃可以是石英玻璃、熔融二氧化硅或玻璃状二氧化硅。石英玻璃的优异性能包括在高达1000℃的温度时不易变形；由于石英的热膨胀系数很低，所以耐热冲击；而且石英玻璃具有很好的化学稳定性，并且在可见光区域和红外区域具有很高的透明度，这是光纤通信系统最感兴趣的。石英玻璃的熔解温度过高是一个缺点，因为这使得从熔融状态制备玻璃材料时会增加难度，但这个问题由于采用汽相沉积技术而部分地得到了解决。

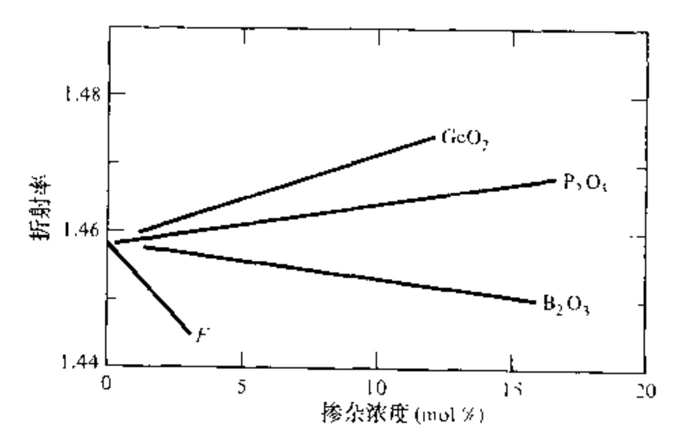


图2.26　二氧化硅玻璃折射率作为掺杂成分函数的变化规律

2.7.2 卤化物玻璃纤维

1975年Rennes[55]大学的研究人员发现氟化物玻璃在光波频谱的中段直到红外波段（0.2~8 μm）有极低的传输损耗，其最低损耗窗口在2.55 μm附近。氟化物玻璃是卤化物玻璃家族中的一员，卤化物中的负离子来自于元素周期表中的第Ⅶ组元素，例如氟、氯、溴、碘。

研究人员对这类材料的注意力主要集中于重金属氟化物玻璃，这种玻璃以ZrF_4作为主要成分并构成玻璃网格框架。还有另外几种成分需要添加进去，以便使玻璃的晶化过程有适度的阻力[56,57]。表2.3列出了一种特殊的氟化物玻璃的组分以及各组分的分子百分比，这种氟化物玻璃记为ZBLAN（在其主要成分ZrF_4之后，列出BaF_2、LaF_3、AlF_3和NaF）。这种玻璃可以构成玻璃光纤的纤芯。为了得到有较低折射率的玻璃，只需部分地将ZrF_4替换为HaF_4，即可得到ZHBLAN包层。

表2.3 ZBLAN氟化物玻璃的分子组成

材料	分子百分比
ZrF_4	54
BaF_2	20
LaF_3	4.5
AlF_3	3.5
NaF	18

尽管这类玻璃具有低达0.01~0.001 dB/km的极低损耗，但要制备这类玻璃的长纤维却十分困难。首先，要达到如此低的损耗，必须使用超纯材料；其次，氟化物玻璃是一种易于失去透明特性的材料。在光纤制造方法中必须考虑这些问题，以防止微晶体化结构的形成，这样的结构会导致强烈的散射损耗。

2.7.3 有源玻璃纤维

将稀土元素（原子序数57～71）掺入普通的无源玻璃，即可得到具有全新的光学和磁性特性的材料。这些新的特性使得光波在其中通过时得到放大或被吸收、或者产生相位推迟。这种掺杂既可以在石英玻璃中实现，也可以在卤化物玻璃中实现。

在光纤激光器中最常使用的两种材料是铒和钕。一般稀土元素离子的含量较低（0.005~0.05摩尔百分比），以避免原子团效应。为了测试这类材料的吸收和自发辐射谱，可以使用一个发射波长等于材料吸收波长的光源，激励掺人稀土离子中的电子到较高能级，当这些激发态电子跃迁回低能级时，就会产生其自发辐射波长范围内的窄光谱辐射光。第11章中将讨论掺铒光纤在光放大器中的应用。

2.7.4 硫属化合物玻璃纤维

玻璃光纤的非线性特性除了在光放大器的开发中得到应用以外，还可以开发其他一些相关应用领域，例如全光交换、光纤激光器等。硫属化合物玻璃以其很高的光学非线性及很长的互作用长度而成为这些应用领域的候选材料之一[61,62]。这类玻璃至少含有一种硫属元素（S、Se或者Te），同时还含有诸如P、I、Cl、Br、Cd、Ba、Si或Tl等元素中的一种，以便改善其热特性、化学特性及光学特性。在所有的硫属化合物玻璃中，As_2S_3是人们最为熟知的材料。利用$As_{40}S_{58}Se_2$作为纤芯材料并用As_2S_3作为包层材料的光纤已经制作出来，这类玻璃材料的典型损耗值在1 dB/m左右。

2.7.5 塑料光纤

直接向工作站提供高速业务的需求日益增长，促使光纤研发人员去开发高带宽的用于用户接入的梯度折射率聚合物（塑料）光纤（POF）。这类光纤的纤芯，既可以是有机玻璃，也可以是加氟的聚合物，这两类物质构成纤芯的光纤分别称为PMMA POF和PFP POF。尽管塑料光纤与玻璃光纤相比有更大的光信号衰减，但它们具有更好的韧性、更为耐用。例如，这类聚合物的弹性模量比石英玻璃几乎低两个数量级，所以即使直径达到1 mm的梯度折射率POF也相当柔软，很容易将其沿适当的光缆路由铺设。与石英光纤相比，塑料光纤的纤芯直径要大10~20倍，这就使得在连接时允许有一定的差错，而不致牺牲光耦合效率。另外，廉价的塑料注入成形技术，可用于制造光连接器、光分路器和收发设备。

表2.4给出了PMMA聚合物光纤和PFP聚合物光纤的样品参数。

表2.4 PMMA和PFP聚合物光纤的样品参数

参数	PMMA POF	PFP POF
纤芯直径	0.4 mm	0.125~0.30 mm
包层直径	1.0 mm	0.25~0.60 mm
数值孔径	0.25	0.20
损耗	150 dB/km 在650 nm波长上	60 ~ 80 dB/km 在650~1300 nm波段
带宽	2.5 Gb/s，传输100m	2.5 Gb/s，传输300m

2.8 光纤制造

有两种用于全玻璃光波导制造的基本方法[66-68]，分别是汽相氧化过程和直接熔化法。直接熔化法按传统的玻璃制造工艺将处在熔融状态的石英玻璃的纯净组分直接制造成光纤。汽相氧化过程是将高纯度的金属卤化物（例如$SiCl_4$和$GeCl_4$）与氧反应生成白色的SiO_2微粒，这些微粒可以采用四种不同方法中的任意一种收集在一个玻璃容器的表面，并经烧结（通过加热，但尚未达到熔化，将SiO_2微粒转化为均匀的玻璃体）制成洁净的玻璃棒或玻璃管。烧结过程有多种技术可供采用。这种玻璃棒或玻璃管称为预制棒，典型的预制棒直径约为10~25 mm，长度约为60~120 cm。光纤则是由图2.27所示的设备拉制而成[69-72]。将预制棒极为准确地送进一个圆形的加热器，一般称之为拉丝加热炉，预制棒的一端被软化并将其牵引形成极细的玻璃丝，这就是我们所说的光纤。置于底部拉线塔上卷线轴的转速决定光纤的拉制速度。同样，拉制速度又决定了光纤的粗细，所以卷线轴的转速必须精确控制并保持不变，光纤粗细监测仪通过一个反馈环实现对拉丝速度的调整。为了保护裸光纤不受外部污染物（例如污物和水汽）的影响，光纤拉成以后，将一层有弹性的涂覆物立即涂覆到光纤的表面。

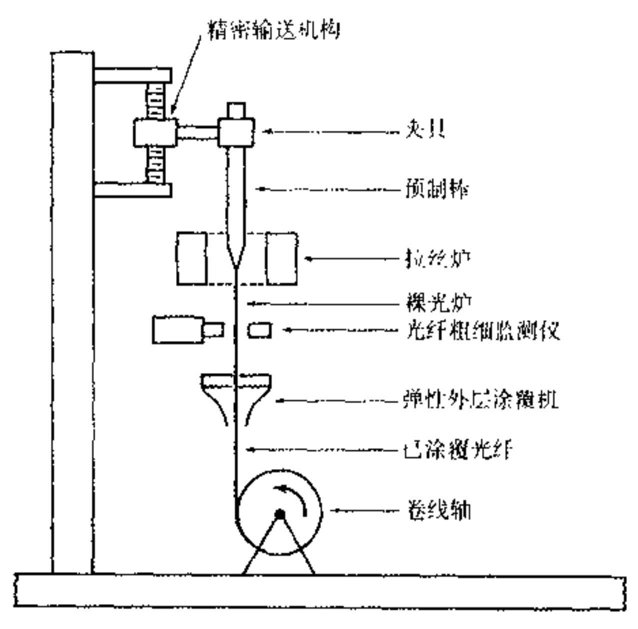


图 2.27 光纤拉丝机示意图

2.8.1 外部汽相氧化法

第一根损耗低于20 dB/km的光纤是由康宁玻璃公司（Corning Glass Work）使用外部汽相氧化法（OVPO）制成的。这种方法如图2.28所示。首先，从喷嘴出来的SiO_2烟尘在一根旋转的石墨或陶瓷轴上形成一层沉积层，玻璃烟尘在这根作为基础的棒上一层又一层沉积，于是一根疏松的玻璃预制棒就这样做成了。在沉积过程中，适当控制金属卤化物蒸汽流的组分，即可形成纤芯和包层所需要的尺寸和组分的预制棒。阶跃或梯度折射率预制棒均可以照此制作。

在沉积过程完成以后，抽走中心的轴，然后在干燥的大气中、在高温（大约1400℃）环境下将其玻璃化，制成洁净的玻璃预制棒。将这种洁净的预制棒置于拉丝机中即可拉制成光纤，如图2.27所示。这种管状预制棒的中心空洞在拉丝过程中消失。

2.8.2 汽相轴向沉积法

2.8.1节中所描述的OVPO方法是一种横向的沉积方法，另一种OVPO类型的方法是汽相轴向沉积（VAD）法，这种方法如图2.29所示。VAD方法所采用的SiO_2微粒形成过程与OVPO方法完全一样，当玻璃微粒从喷灯口出来以后，即沉积在一根石英玻璃棒的端面上，这根石英玻璃棒同时也作为输送杆使用。在输送杆向上移动的过程中，一根疏松的预制棒即沿轴向生成。输送棒在向上移动的同时也匀速旋转，以保证沉积成的预制棒具有轴对称性。疏松预制棒在向上移动过程中，通过一个如图2.29所示由石墨加热环构成的加热熔融区后即成为固体状透明的预制棒。最后形成的预制棒在另一个加热炉经加热后拉制成光纤，拉制过程如图2.27所示。

采用VAD方法既可以制作阶跃折射率光纤也可制作梯度折射率光纤，这两种可能的折射率分布都可以是多模光纤和单模光纤。VAD方法的主要优点是：(1)所制成的预制棒不像OVPO方法那样有中心空洞；(2)所制成的预制棒可以具有任意的连续变化的长度，这样可以降低制作成本和提高产量；(3)沉积室和环状加热熔融室在同一外壳中紧密相连，这样可以保证制作环境充分洁净。

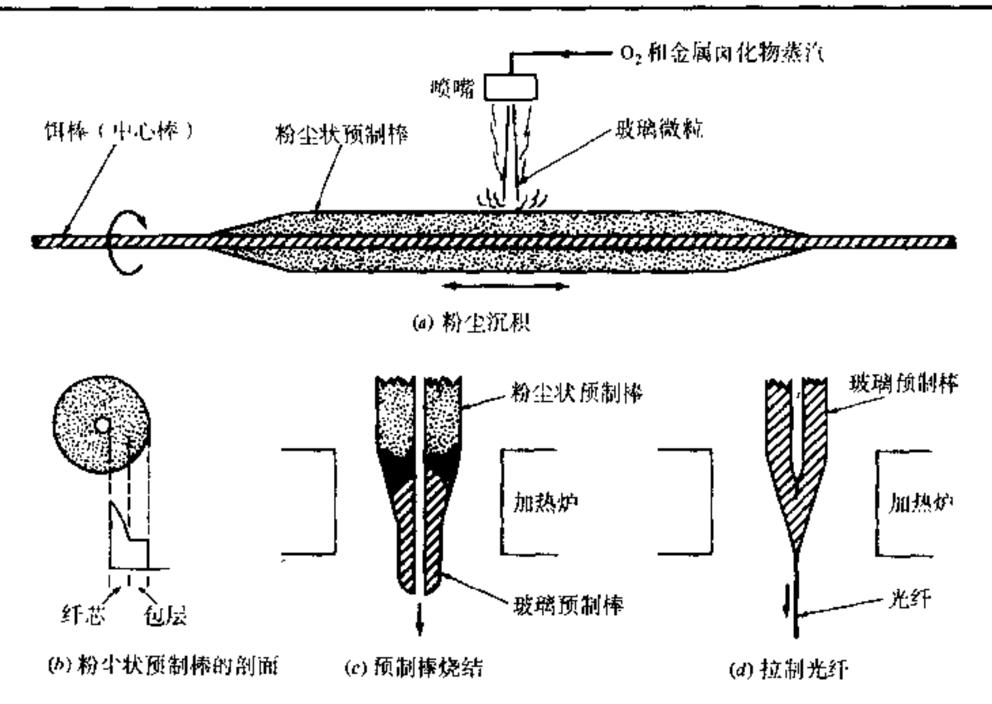


图 2.28　采用 OVPO 方法制作预制棒的基本步骤为：(a)中心轴在喷嘴下方匀速旋转并来回平移，以便在中心轴外形成玻璃烟尘微粒的均匀沉积 (b)预制棒折射率剖面可以是阶跃型的，也可以是梯度型的；(c)沉积过程完成以后，将粉尘状的预制棒烧结成洁净玻璃预制棒；(d)由预制棒拉制光纤（经允许复制于 Schultz[66]）

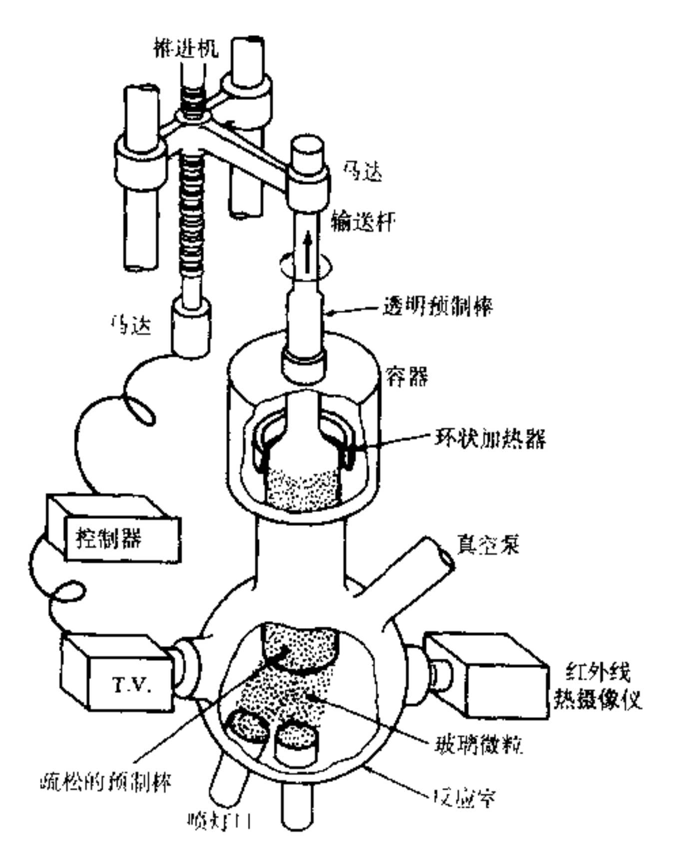


图 2.29　VAD（汽相轴向沉积）方法的设备图（经允许复制于 Izawa 和 Inagaki，[76]© 1980，IEEE）

2.8.3 改进的化学汽相沉积法

改进的化学汽相沉积法（MCVD）如图2.30所示，它最先由贝尔实验室设计[53,78]，现在已被全球广泛用于制造低损耗梯度型折射率（GI）光纤。在制造过程中，玻璃蒸汽形成微粒，从金属卤化物及氧气的连续反应中飘出，并移向 SiO_2 的管子的内部。随着 SiO_2 的沉积，它们则由沿反应管来回移动的氢氧喷灯烧结成一层纯净的玻璃膜层。当在管子的内壁形成所需的玻璃沉积层后，停止供应汽相反应物并强烈加热使之成为实心棒。将此实心棒拉丝而制成光纤，它的纤芯由汽相沉积材料构成、包层由原始石英管材料构成。

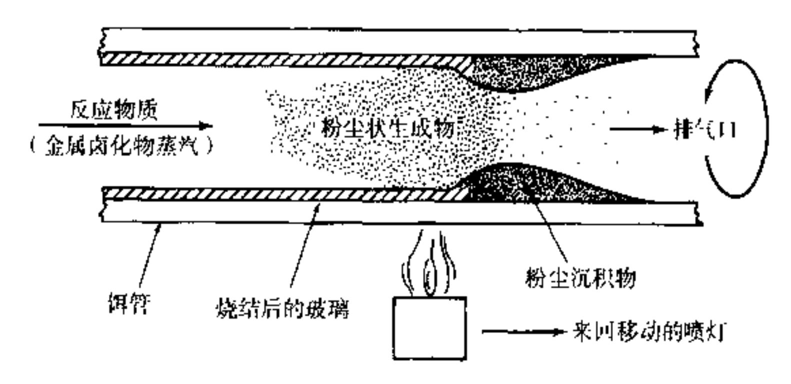


图2.30 MCVD法示意图（经允许复制于Schultz[66]）

2.8.4 等离子体活性化化学汽相沉积法

Philips研究所的科学家们发明了等离子体活性化化学汽相沉积（PCVD）法[79-81]。如图2.31所示的PCVD法与MCVD法非常相似，PCVD法也在石英管内进行沉积。但是，该方法采用低压工作的非等温微波等离子体进行加热。为了减小生成的玻璃膜的机械应力，石英管的温度保持在1000~1200 ℃范围内，一个工作频率为2.45 GHz的移动微波谐振腔在管内产生等离子体来激起化学反应。这个过程将一层纯净玻璃直接沉积在管壁上，而不会有剩余粉尘物。于是，也就不需要进行烧结处理。当得到所需厚度的玻璃以后，也像MCVD中那样将管子制成实心预制棒。

2.8.5 双坩埚法

石英光纤、硫属化合物光纤和卤化物玻璃光纤都可以通过直接熔化双坩埚法制造[8,57]。在这种方法中，首先通过熔化含有合适玻璃成分的纯净粉末，分别制成纤芯材料玻璃棒和包层材料玻璃棒。然后将这些玻璃棒作为两个同轴坩埚的坯料，其过程如图4.32所示。内坩埚用来熔化纤芯玻璃，外坩埚用来熔化包层玻璃。经过一个连续的生产过程，光纤则通过从这两个同轴坩埚底部的小孔输出的熔融态玻璃拉丝而成。

虽然这种方法有连续制造的优点，但在熔化的过程中必须非常小心地避免引入杂质。主要的杂质来源是加热炉物质和坩埚自身。在准备玻璃坯料棒时，一般采用石英坩埚，而加热炉中的同轴坩埚一般由铂金制成。Midwinter[8]给出了坩埚设计和光纤拉丝过程的详细描述。

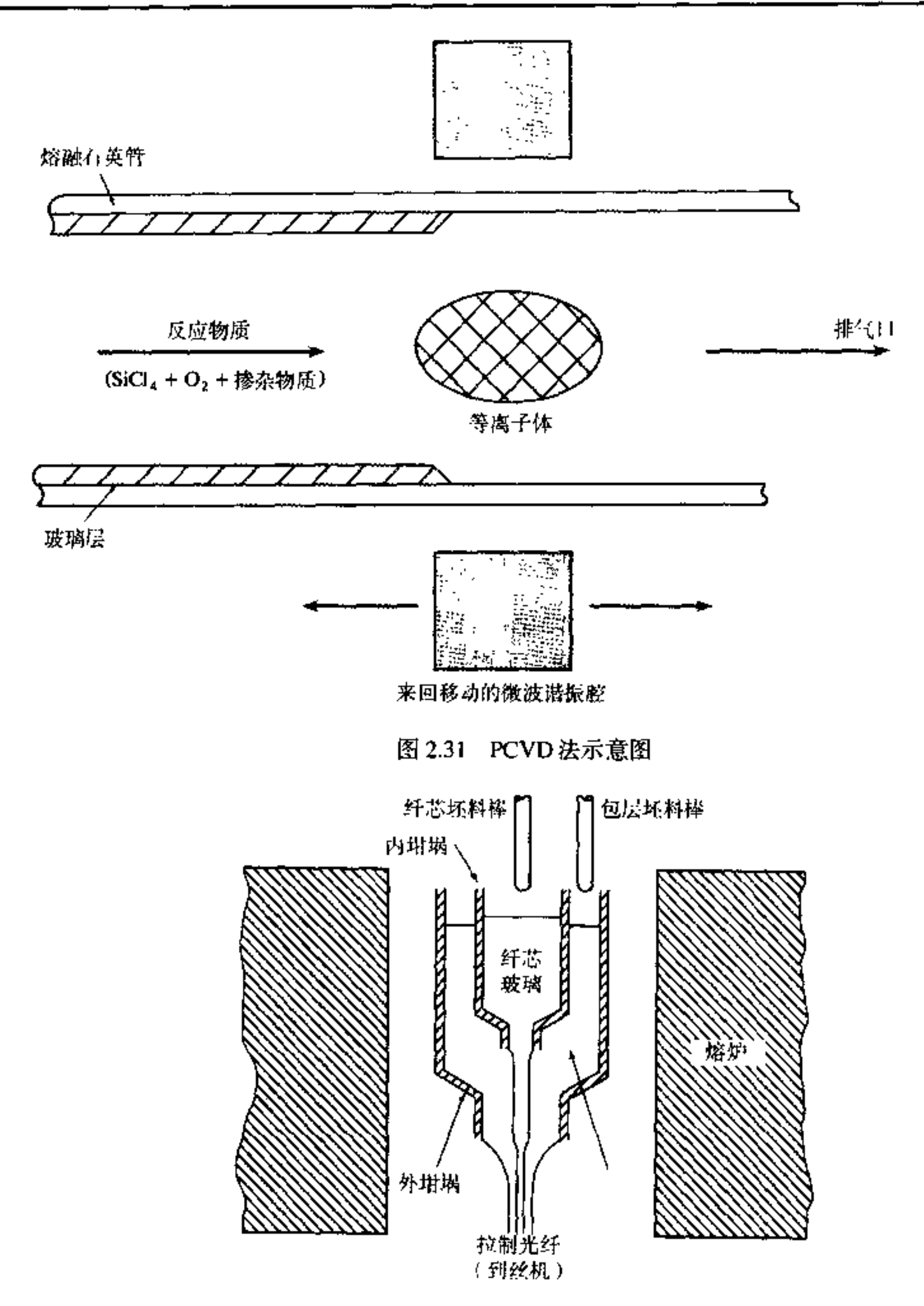


图 2.31　PCVD 法示意图

图 2.32　利用双坩埚法从熔融玻璃拉制光纤的示意图

2.9　光纤的机械特性

当光波导作为光通信系统的传输介质时[82-85]，除了传输特性，它的机械特性也非常重要。光纤必须能经受住成缆和光缆铺设过程中的压力和张力。在光缆的制造和铺设过程中，对光纤产生的负载可能是突变的或是渐变的。一旦铺设好后，负载通常是缓变的，它由温度变化或一般的光缆调整所引起。

强度和静态疲劳是玻璃光纤的两个基本的机械特性参数。由于经常能看到或听到玻璃被打碎，因此人们直观上都会认为玻璃并不是一种非常坚硬的材料。然而，纯净玻璃光纤的纵向拉伸张力可与金属丝相比拟。玻璃光纤的构成原子间的粘结强度决定了它的理论本征强度。对于短规格的玻璃光纤，其最大抗拉强度为 14 GPa（2×10^6 lb/in.^{2}），十分接近钢丝的抗拉强度 20 GPa。玻璃和金属的差别是在给定的外加拉力下，玻璃会弹性地延伸至其断裂强度，然而金属可以在其允许的弹性范围以内进行可塑性拉伸。例如铜丝，在断裂之前最多能拉伸20%，而对于玻璃光纤，在拉断之前仅能拉伸 1%。

实际上，由于应力集中在表面裂痕或微裂纹处，这使得长玻璃光纤的中值强度限制在700~3500 MPa（$1 \sim 5 \times 10^5$ lb/in.^{2}）范围以内。一定长度的玻璃光纤的断裂强度，则由光纤中最严重的裂纹（产生最大的应力集中）的大小和几何形状决定。图2.33中给出了一个假想裂纹的物理模型，这种椭圆形状的裂缝称为Griffith微裂纹[86]。裂纹的宽度为w、深度为χ，其顶端半径为ρ。对于石英光纤，这种裂纹的强度满足下式：

$$K = Y\chi^{1/2}\sigma \tag{2.82}$$

等式给出了应力强度因子K与光纤外加应力σ（MPa）、裂纹深度χ（mm）及由裂纹几何形状决定的尺寸常数Y之间的关系。对于玻璃光纤中最严重的表面裂纹，$Y = \sqrt{\pi}$。从这个方程可以计算出在给定外加应力下可能的最大裂纹尺寸。K的最大值由玻璃的组成成分决定，但它一般在0.6~0.9 MN/m$^{3/2}$范围内。

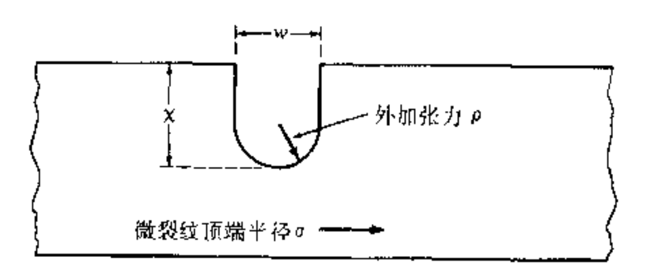


图 2.33 一个光纤微裂纹的假想模型

由于光纤中通常会有许多裂纹，它们的尺寸又是随机分布的，因此必须对光纤的机械强度进行统计分析。如果定义$F(\sigma, L)$为长为L的光纤在应力σ作用下断裂的累计概率，假设裂纹互不相关，它们在光纤中随机分布且在最严重裂纹处断裂，那么有：

$$F(\sigma, L) = 1 - e^{-LN(\sigma)} \tag{2.83}$$

等式中$N(\sigma)$是在强度小于σ时，光纤中单位长度上的裂纹总和。一个广泛使用的$N(\sigma)$表达式是由Weibull[87]提出的下述经验公式：

$$N(\sigma) = \frac{1}{L_0}\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^m \tag{2.84}$$

等式中m、σ_0和L_0是与初始惯性强度分布相关的常数。因此就可以导出所谓的Weibull表达式：

$$F(\sigma, L) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^m \frac{L}{L_0}\right] \tag{2.85}$$

图2.34是由Weibull表达式在长光纤样品上测量所得的点图[85,88]。这些数据是通过测试大量光纤样品的破损情况而获得的。通过这些数据，可以画出一条单一的曲线，这表明断裂是由一种类型的裂纹所引起的。早期的研究工作[89]发现，对于短光纤和长光纤，有两条不同斜率的Weilbull分布曲线。这表明裂纹有两个来源：其一是在光纤的制造过程中产生的；另一个则源于玻璃预制棒和光纤中的固有裂纹。通过对光纤拉丝熔炉环境的精细控制，能够制造许多长为1 km的单断裂分布特性的光纤，其最大强度可以达到3500 MPa。

强度是与外加负载下的瞬时断裂相关的，与它相比，静态疲劳则是与玻璃光纤的裂纹在潮湿环境和拉力作用下的缓慢增长相关[82,85]。这种裂纹的逐渐增长使得光纤在比强度测试中低得多的应力下就会断裂。如图2.33中所示的裂纹会由于光纤材料在其底端发生化学腐蚀而不断增大。腐蚀产生的主要因素是由于水的存在，它使得玻璃中SiO_2共价键的约束力下降。当光纤受到压挤时，裂纹增长反应的速度会加快。相对而言，有些光纤材料对静态疲劳的抵抗作用更强一些，其中熔融石英是最强的一种。通常，在制造过程中光纤会立即采用涂覆措施，这样可以在很大程度上防止环境腐蚀[90]。

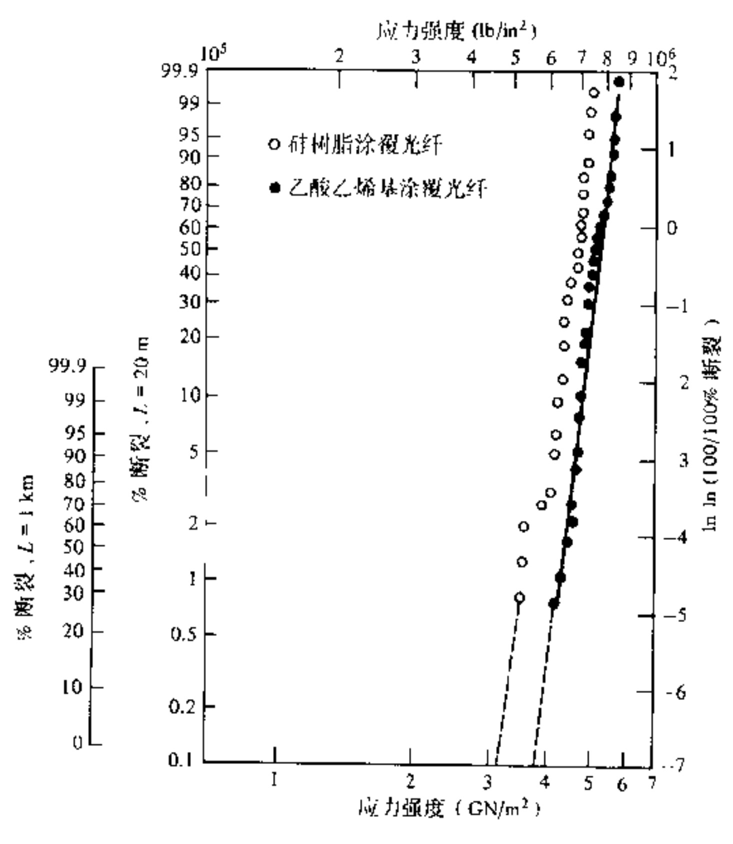


图2.34　Weilbull型点图，它显示了长为20 m的光纤和1 km的光纤在不同外加应力下断裂的累计概率（经允许复制于Miller，Hart，Vroom和Bowden[88]）

另一种值得考虑的重要因素是动态疲劳。当在管道中铺设光缆时，会因为浪涌效应而引起重复应力。浪涌是由于光缆与管道或人孔中牵引工具之间磨擦的变化而引起的。架空光缆也会由于刮风所引起的横向摆动而产生变化的应力。理论和实验研究发现[91,92]，在这种情况下，断裂时间是与在

静态应力和以恒定速度增长的应力作用下测得的寿命参数相同时所能允许的最大应力相关的。

筛选试验可以确保光纤具有较高的可靠性[35,93,94]。在这种方法中，光纤会受到一个比它在光缆的制造及铺设、维护过程中能受到的拉力大得多的拉力负载。没有通过筛选的光纤就是不合格产品。慢裂纹生长的实验研究表明，生长速率 $d\chi/dt$ 与应力强度因子的幂指数近似成正比，也就是：

$$\frac{d\chi}{dt} = AK^b \tag{2.86}$$

等式中，A 和 b 是材料常数，应力强度因子由（2.82）式给出。对于大多数玻璃，b 在 15~50 之间。

如果在时间 t_p 施加的筛选试验应力为 σ_p，则由（2.86）式可得：

$$B(\sigma_i^{b-2} - \sigma_p^{b-2}) = \sigma_p^b t_p \tag{2.87}$$

其中 σ_i 是初始惯性强度，B 由下式求得：

$$B = \frac{2}{b-2}\left(\frac{K}{Y}\right)^{2-b}\frac{1}{AY^b} \tag{2.88}$$

通过筛选试验后，如果在光纤上施加静态应力 σ_s，则由（2.86）式可求得断裂时间 t_s 为：

$$B(\sigma_p^{b-2} - \sigma_s^{b-2}) = \sigma_s^b t_s \tag{2.89}$$

结合（2.87）式和（2.89）式可得：

$$B(\sigma_i^{b-2} - \sigma_s^{b-2}) = \sigma_p^b t_p + \sigma_s^b t_s \tag{2.90}$$

为了求出筛选试验 t_s 后光纤的断裂概率 F_s，首先定义 $N(t,\sigma)$ 为拉力 σ 作用下，光纤在时刻 t 断裂时单位长度上的裂纹数目。假设 $N(\sigma_i) >> N(\sigma_s)$，则：

$$N(t_s,\sigma_s) \simeq N(\sigma_i) \tag{2.91}$$

由方程（2.90）式求解 σ_i，并将其代入方程（2.84）式，再由（2.91）式可得：

$$N(t_s,\sigma_s) = \frac{1}{L_0}\left\{\frac{\left[\left(\sigma_p^b t_p + \sigma_s^b t_s\right)/B + \sigma_s^{b-2}\right]^{1/(b-2)}}{\sigma_0}\right\}^m \tag{2.92}$$

在方程（2.92）式中令 $\sigma_s=\sigma_p$ 和 $t_s=0$，可求得筛选试验中单位长度上的裂纹数目 $N(t_p,\sigma_p)$ 为：

$$N(t_p,\sigma_p) = \frac{1}{L_0}\left\{\frac{\left[\sigma_p^b t_p / B + \sigma_p^{b-2}\right]^{1/(b-2)}}{\sigma_0}\right\}^m \tag{2.93}$$

令 $N(t_x,\sigma_x)=N_x$，则由下式可求得筛选试验后光纤的断裂概率 F_s：

$$F_s = 1 - e^{-L(N_s - N_p)} \tag{2.94}$$

将（2.92）式和（2.93）式代入方程（2.94）式可得：

$$F_s = 1 - \exp\left(-N_p L\left\{\left[\left(1+\frac{\sigma_s^b t_s}{\sigma_p^b t_p}\right)\frac{1}{1+C}\right]^{m/(b-2)} - 1\right\}\right) \tag{2.95}$$

等式中 $C = B/(\sigma_p^2 t_p)$，其中我们忽略了下面的项：

$$\left(\frac{\sigma_s}{\sigma_p}\right)^b \frac{B}{\sigma_s^2 t_p} << 1 \tag{2.96}$$

上式之所以能成立，是因为其中的典型参数值为 $\sigma_s/\sigma_p \simeq 0.3\text{~}0.4$、$t_p \simeq 10$ s、$b > 15$、$\sigma_p = 350$ MN/m²、B $\simeq$ 0.05~0.5（MN/m²）²·s。

只有当筛选拉力立即撤除时，由（2.95）式给出的 F_s 表达式才有效。在光纤的筛选试验中并不是这种情况。当筛选拉力在一小段时间内释放时，C 值应变为：

$$C = \gamma \frac{B}{\sigma_p^2 t_p} \tag{2.97}$$

等式中 γ 是拉力释放过程中产生的裂纹慢生长系数。

2.10　光缆

在光波导技术的实际应用中，光纤必须做成某种缆状结构[95-98]。根据其是铺设在地下还是置于建筑物内的管道内，是直埋在地下还是安装在室外电线杆上或是置于水下，光缆的结构可以是多种多样的。对于不同的应用，要求有不同的光缆设计，但是都必须遵循一定的光缆设计基本原则。光缆制造的目标是，使它的铺设能采用与常规电缆铺设相同的设备和铺设技术以及注意事项。由于玻璃光纤的机械特性，它需要特殊的线缆结构设计。

光缆的一个重要机械特性是缆心的最大承受负载，它决定了能可靠铺设的光缆长度。一般在铜质电缆中，导线本身就是主要的负载构件，它可以在不断裂的情况下拉长20%。另一方面，即便是最结实的光纤在拉伸4%的情况下也会断裂，而一般的高质量光纤只能将其拉伸0.5%~1.0%。由于当张力在允许拉伸力的40%以上时，会很快产生静态疲劳，而低于20%时将会十分缓慢地产生，因此在光缆的制造和铺设过程中，光纤的拉伸应限制在0.1%~0.2%以内。

在常规电缆中，弹性模量为 2×10^4 MPa的钢丝被广泛用于加强普通电缆的性能。同样，它也可用在光缆中。在有些应用场合，为了避免电磁感应或减小重量，要求使用非金属构造光缆。在这种情况下，必须采用塑料加强构件或有机纤维丝，如Kevlar®（DuPont化学公司的产品）。采用较好的制造工序，使光纤与光缆中的其他构件相互隔离，这些构件靠近光缆的中心轴，同时在光缆弯曲和拉伸的时候，为光纤提供可移动的空间。

另一个需要考虑的因素是光纤的易碎性。由于光纤并不具备可塑性，因此其抗碰撞的能力很差。所以在设计光缆的外护套时，必须使其能保护里面的光纤不受冲击力作用。另外，在受到外力作用时，外护套也不能被压碎，并且对外界的腐蚀因素要能起到保护作用。当光缆铺设在地下时，为了防止洞穴中的啮齿动物等可能造成的潜在危害，光缆外层需要有较厚的金属套管。

在设计光缆时，有几种可能的光纤排列可以采用，在这种结构中可以包含多种不同构件。最简单的设计是用于室内的单芯或两芯光缆。图2.35给出了两芯光缆的示意图，首先在光纤上涂覆一层缓冲材料，然后再将其置于坚韧的聚合物（如聚乙烯）套管中。为了加强其机械强度，套管外再封装一层弹性强度构件，然后再用聚亚胺酯材料进行密封处理。最外面用聚亚胺酯材料、聚乙烯材料或尼龙将两个密封光纤单元铠装在一起。

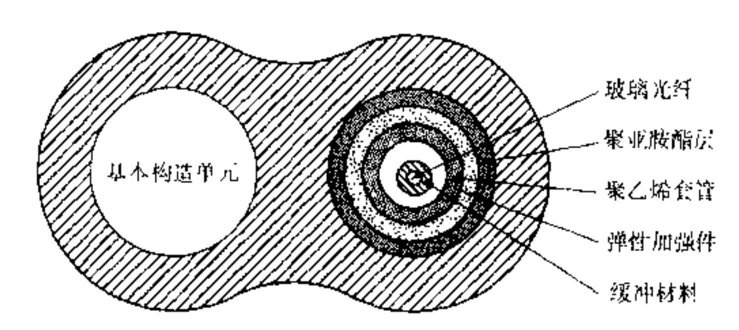


图2.35 一种可能的两芯光缆设计，左右两边的基本构造单元是相同的，图中仅给出了右边单元的具体结构示意图

将几个这样的光纤基本构造单元（如图2.35所示）在中心加强件周围绞合在一起就可以做出芯数更多的光缆。图2.36给出了一个六芯光缆的示意图。这些光纤单元是由纸质胶带或塑料胶带与加强件捆在一起而形成的，其后再进行外层铠装。如果沿光缆铺设的路由上需要中继器，那么在光缆内包含有电线就有利于中继器的供电。电线也可以用来进行故障隔离或在光缆的铺设过程中下达工程指令。

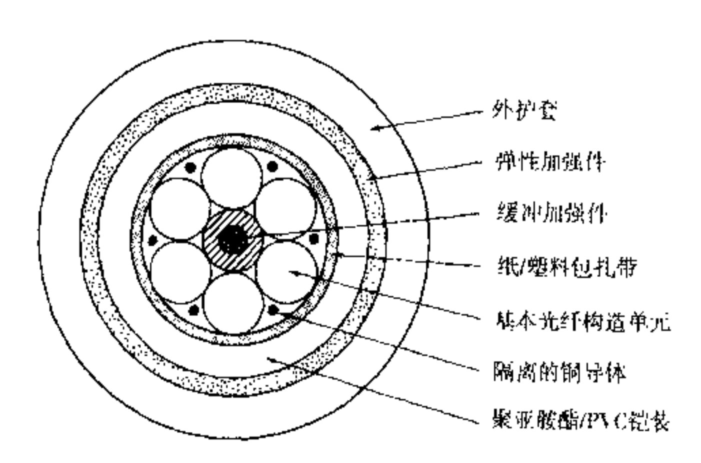


图2.36 一个典型的六芯光缆，它由六个基本光纤构造单元在中心加强件周围绞合而成

习题

2.1 假设某一电场可以表示为：

$$\mathbf{E}=\left[100e^{j30^\circ}\mathbf{e}_x+20e^{-j50^\circ}\mathbf{e}_y+40e^{j210^\circ}\mathbf{e}_z\right]e^{j\omega t}$$

试将其写成（2.2）式所示的可以测量的时域表达式，假设电场的频率为100 MHz。

2.2 某一个波可表示为$y=8\cos2\pi(2t-0.8z)$。其中y的单位为μm，传播常数的单位为μm^{-1}，试求：(a) 波的振幅；(b) 波长；(c) 角频率；(d)t=0、z=4 μm时的位移。

2.3　波长分别为820 nm、1320 nm、1550 nm的光波，其单个光子的能量如果以电子伏特（eV）为单位则各为多少？在这些波长上，相应的传播常数 k 各等于多少？

2.4　考虑两个同向传播的波 X_1 和 X_2，如果它们频率（ω）相同，但振幅 a_i 和初相位 δ_i 不同，则可将其表示为：

$$X_1 = a_1\cos(\omega t - \delta_1)$$
$$X_2 = a_2\cos(\omega t - \delta_2)$$

根据波的叠加原理，合成波 X 可以简单地表示为 X_1 和 X_2 之和，证明合成波可以写成：

$$X = A\cos(\omega t - \phi)$$

等式中：

$$A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2\cos(\delta_1 - \delta_2)$$

并且：

$$\tan\phi = \frac{a_1\sin\delta_1 + a_2\sin\delta_2}{a_1\cos\delta_1 + a_2\cos\delta_2}$$

2.5　椭圆偏振光可以用（2.2）式和（2.3）式所给出的两个相互正交的波表示，证明在这两个波表达式中消去因子$(\omega t - kz)$以后可以得到：

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 - 2\frac{E_x}{E_{0x}}\frac{E_y}{E_{0y}}\cos\delta = \sin^2\delta$$

上式是一个椭圆方程，α 是椭圆轴与 x 轴间的夹角，它由（2.8）式定义。

2.6　在（2.7）式中令 $E_{0x}=E_{0y}=1$，在 $\delta = \frac{n\pi}{8}$（其中 n =0, 1, 2, ..., 16）的条件下编写计算此方程的程序并绘图，说明当 δ 变化时光波的偏振状态是如何变化的。

2.7　证明任意的线偏振波可以表示为同频率、同相位的一个左旋圆偏振波和一个右旋圆偏振波的叠加。

2.8　光波从空气中以角度 θ_1=33° 投射到平板玻璃表面上，这里的 θ_1 是入射光线与玻璃表面之间的夹角，根据投射到玻璃表面的角度，光束部分被反射，另一部分发生折射。如果折射光束和反射光束之间的夹角刚好为90°，请问玻璃的折射率等于多少？这种玻璃的临界角又为多少？

2.9　在水下 12 cm 处有一点光源（水的折射率 n =1.33），试求光可以透射出水平面的最大的圆半径。

2.10　将一个45°-45°-90°的棱镜浸在酒精（n =1.45）中，如果光线垂直入射到此棱镜的短边表面上，进入棱镜并在棱镜的长边表面上产生全反射，试求此棱镜折射率的最小值。

2.11　计算 n_1=1.48及 n_2=1.46的阶跃折射率光纤的数值孔径。如果光纤端面外介质折射率 n =1.00，则允许的最大入射角 $\theta_{0,\max}$ 为多少？

2.12　假设有厚度 d =10 mm、折射率 n_1=1.50 的介质平板，平板上下方的介质为空气，其折射率 n_2=1.0，如果电磁波的波长 λ=10 mm（等于平板厚度），

(a) 此介质平板波导的临界角等于多少？

(b) 求解（2.26b）式，绘出图形，并证明有三个入射角可以满足该等式；

(c) 如果波长减小，则满足（2.26b）式的角的数量将如何变化？

2.13 在$\Delta<<1$的条件下，推导（2.23）式右边的近似表达式，当$n_1=1.49$、$n_2=1.48$时，NA的精确值与近似值之间的差有多大？

2.14 利用麦克斯韦方程中的旋度方程推得的（2.33）式和（2.34）式，推导由（2.35a）式到（2.35d）所给出的横向电磁场分量的表达式，并证明由这些等式可以得到（2.36）式和（2.38）式。

2.15 试证明，对于$\nu=0$，（2.55b）式相当于TE_{0m}模（$E_z=0$），而方程（2.56b）则相当于TM_{0m}模（$H_z=0$）。

2.16 试证明，在$\Delta<<1$的条件下，$k_1^2 \approx k_2^2 \approx \beta^2$，其中$k_1$和$k_2$分别是（2.46）式中所定义的纤芯和包层传播常数。

2.17 重新绘制图2.16中的$J_0(x)$和$J_1(x)$曲线，在所得的图中指出低阶LP_{1m}模和严格的低阶HE_{1m}、TE_{0m}、TM_{0m}模的x取值范围。

2.18 一根数值孔径为0.20的阶跃折射率多模光纤在850 nm波长上可以支持1000个左右的传播模式。试问：

(a) 其纤芯直径为多少？

(b) 在1320 nm波长上可以支持多少种模式？

(c) 在1550 nm波长上可以支持多少种模式？

2.19 (a) 对于阶跃折射率光纤，纤芯半径为25 μm，$n_1=1.48$，$n_2=1.46$，计算其归一化频率V；

(b) 在820 nm波长上，此光纤中有多少种模式可以传播？

(c) 在1320 nm波长上，此光纤中有多少种模式可以传播？

(d) 在1550 nm波长上，此光纤中有多少种模式可以传播？

(e) 每种情况下，有多大比例的光功率在包层中传播？

2.20 假设某光纤纤芯半径为25 μm，纤芯折射率$n_1=1.48$，$\Delta=0.01$，

(a) 如果工作波长$\lambda=1320$ nm，归一化频率V值等于多少？光纤中有多少种模式可以传播？

(b) 有多大比例的光功率在包层中传播？

(c) 如果纤芯包层折射率差减小到$\Delta=0.003$，此光纤可以支持多少种模式？有多大比例的光功率在包层中传播？

2.21 假设阶跃折射率光纤$n_1=1.48$，$n_2=1.478$，工作波长为1320 nm，求单模传输时光纤的纤芯半径，此光纤的数值孔径为多大？光纤端面光线容许的最大入射角是多大？

2.22 光纤制造商想制备石英纤芯的阶跃折射率光纤，其$V=75$，数值孔径NA=0.30，工作波长为820 nm，如果$n_1=1.458$，则纤芯尺寸应为多大？包层折射率n_2为多少？

2.23 画一条相对折射率差Δ作为纤芯半径a的函数的设计曲线，此光纤为石英纤芯（$n_1=1.458$），此单模光纤的工作波长为1300 nm。假设我们从此设计曲线上选择纤芯半径$a=5$ μm，此光纤在820 nm波长上还是单模光纤吗？820 nm波长上此光纤可以支持多少模式？

2.24 利用Marcuse[99]所给出的W_0的近似式：$W_0=a(0.65+1.619V^{-3/2}+2.879V^{-6})$，分别计算在$V$=1.0、1.4、1.8、2.2、2.6和3.0时的$E(r)/E_0$值，并画出变化曲线，r的取值范围为0到3。

2.25 通常单模光纤的拍长范围为$10\text{ cm}<L_p<2\text{ m}$，在$\lambda=1300$ nm条件下，与此拍长范围相对应的折射率差的范围是多大？

2.26 画出梯度折射率光纤，n_1 至 n_2 间的折射率剖面作为径向距离 $r \leqslant a$ 的函数曲线，折射率指标 α 分别取 1、2、4、8 和 ∞（阶跃折射率情况）。假设光纤纤芯半径为 25 μm，n_1=1.48，Δ =0.01。

2.27 计算一抛物线型折射率剖面（α=2）、纤芯半径 a=25 μm、n_1=1.48、n_2=1.46 的梯度折射率光纤中，工作波长分别为 820 nm 和 1.3 μm 时的模式总数；这相当于具有何种参数的阶跃折射率光纤？

2.28 在下列情况中，计算光纤的数值孔径：

(a) 阶跃折射率塑料光纤，其纤芯折射率 n_1=1.60，包层折射率 n_2=1.49；

(b) 阶跃折射率光纤，具有石英纤芯（n_1=1.458）和硅树脂包层（n_1=1.405）。

2.29 将预制棒拉制成光纤时，在稳定拉制条件下质量守恒原理是必须满足的，试证明对于一根固体的预制棒，质量守恒可以用下式表示：

$$s = S\left(\frac{D}{d}\right)^2$$

等式中 D 和 d 分别是预制棒和光纤的直径，S 和 s 分别是预制棒前进速度和光纤拉制速度。对半直径为 125 μm 的光纤，典型的拉制速度是 1.2 m/s，如果预制棒直径为 9.0 mm，预制棒前进的速率以 cm/min 为单位是多少？

2.30 一石英管的内外半径分别为 3 mm 和 4 mm，现在其内表面沉积一定厚度的玻璃以制作预制棒，欲使此预制棒拉制成的光纤纤芯直径为 50 μm，包层外直径为 125 μm，则此玻璃沉积层的厚度应为多少？

2.31 (a) 熔融石英的密度是 2.6 g/cm^3，要制备 1 km 长、直径为 50 μm 的光纤纤芯需要多少克石英？

(b) 如果纤芯材料是在一根玻璃管内沉积而成，沉积速率为 0.5 g/min，则制造上条光纤的预制棒需要多长时间才能沉积完成？

2.32 在光纤制造过程中，灰尘微粒同时进入光纤表面是引起表面缺陷的主要因素，表面缺陷导致光纤机械强度下降。如果光纤的应力强度系数为 20 N/mm$^{3/2}$，在其经受的应力典型值为 700 MN/m^2 时，允许的灰尘微粒的大小为多少？

2.33 玻璃光纤的静态疲劳是指给光纤外部加一个量级为 σ_a 的拉力，此拉力比起具有极小缺陷时的断裂拉力要小得多，最初光纤并不断裂，但随着时间的增加，裂纹处因化学腐蚀会引起裂纹的增大，（2.86）式给出了裂纹深度 χ 增加的速率所满足的关系式。

(a) 利用这个方程式，证明一个裂纹从其初始深度 χ_i 增加至断裂深度 χ_f 的时间为：

$$t = \frac{2}{(b-2)A(Y\sigma)^b}\left(\chi_i^{(2-b)/2} - \chi_f^{(2-b)/2}\right)$$

(b) 对于较长的静态疲劳时间（20 年量级），则在 b 取值很大时 $K_i^{2-b} \ll K_f^{2-b}$，证明在这种条件下，断裂时间为：

$$t = \frac{2K_i^{2-b}}{(b-2)A\sigma^2 Y^2}$$

2.34 从（2.86）式出发，推导（2.90）式。

2.35 利用（2.92）式和（2.93）式所给出的表达式，推导由（2.95）式所给出的在 t 时间每单位长度断裂的缺陷数目，并验证（2.96）式所给出的关系式。

2.36 考虑两根相同的光纤样品，其长度分别为 L_1 和 L_2，外加拉力分别为 σ_1 和 σ_2，如果 σ_{1c} 和 σ_{2c} 为相同断裂概率下相应的快速断裂拉力，试证明：

$$\frac{\sigma_{1c}}{\sigma_{2c}} = \left(\frac{L_2}{L_1}\right)^{1/m}$$

由图 2.34 估算由乙烯 - 乙烯树脂 - 醋酸纤维涂覆的光纤在 10% 的断裂概率条件下的 m 值。

参考文献

1. See any general physics book or introductory optics book; for example:
   (*a*) M. V. Klein and T. E. Furtak, *Optics*, Wiley, New York, 2nd ed., 1986.
   (*b*) E. Hecht and A. Zajac, *Optics*, Addison-Wesley, Reading, MA, 2nd ed., 1987.
   (*c*) F. A. Jenkins and H. E. White, *Fundamentals of Optics*, McGraw-Hill, New York, 4th ed., 1976.
2. See any introductory electromagnetics book; for example:
   (*a*) W. H. Hayt, Jr., *Engineering Electromagnetics*, McGraw-Hill, New York, 5th ed., 1989.
   (*b*) J. D. Kraus, *Electromagnetics*, McGraw-Hill, New York, 4th ed., 1992.
   (*c*) C. R. Paul and S. R. Nasar, *Introduction to Electromagnetic Fields*, McGraw-Hill, New York, 2nd ed., 1987.
3. E. A. J. Marcatili, "Objectives of early fibers: Evolution of fiber types," in S.E. Miller and A. G. Chynoweth, eds., *Optical Fiber Telecommunications*, Academic, New York, 1979.
4. (*a*) S. J. Maurer and L. B. Felsen, "Ray-optical techniques for guided waves," *Proc. IEEE*, vol. 55, pp. 1718–1729, Oct. 1967.
   (*b*) L. B. Felsen, "Rays and modes in optical fibers," *Electron. Lett.*, vol. 10, pp. 95–96, Apr. 1974.
5. A. W. Snyder and D. J. Mitchell, "Leaky rays on circular optical fibers," *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 64, pp. 599–607, May 1974.
6. A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*, Chapman & Hall, New York, 1983.
7. D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, Academic, New York, 2nd ed., 1991.
8. J. Midwinter, *Optical Fibers for Transmission*, Wiley, New York, 1979.
9. R. Syms and J. Cozens, *Optical Guided Waves and Devices*, McGraw-Hill, New York, 1992.
10. H. G. Unger, *Planar Optical Waveguides and Fibers*, Clarendon, Oxford, 1977.
11. J. A. Buck, *Fundamentals of Optical Fibers*, Wiley, New York, 1995.
12. R. Olshansky, "Leaky modes in graded index optical fibers," *Appl. Opt.*, vol. 15, pp. 2773–2777, Nov. 1976.
13. A Tomita and L. G. Cohen, "Leaky-mode loss of the second propagation mode in single-mode fibers with index well profiles," *Appl. Opt.*, vol. 24, pp. 1704–1707, 1985.
14. E. Snitzer, "Cylindrical dielectric waveguide modes," *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 51, pp. 491–498, May 1961.
15. M. Koshiba, *Optical Waveguide Analysis*, McGraw-Hill, New York, 1992.
16. D. Marcuse, *Light Transmission Optics*, Van Nostrand Reinhold, New York, 2nd ed., 1982.
17. R. Olshansky, "Propagation in glass optical waveguides," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 51, pp. 341–367, Apr. 1979.
18. D. Gloge, "The optical fiber as a transmission medium," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 42, pp. 1777–1824, Nov. 1979.

19. A. W. Snyder, "Asymptotic expressions for eigenfunctions and eigenvalues of a dielectric or optical waveguide," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-17, pp. 1130–1138, Dec. 1969.
20. D. Gloge, "Weakly guiding fibers," *Appl. Opt.*, vol. 10, pp. 2252–2258, Oct. 1971.
21. D. Marcuse, "Gaussian approximation of the fundamental modes of graded index fibers," *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 68, pp. 103–109, Jan. 1978.
22. H. M. DeRuiter, "Integral equation approach to the computation of modes in an optical waveguide," *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 70, pp. 1519–1524, Dec. 1980.
23. A. W. Snyder, "Understanding monomode optical fibers," *Proc. IEEE.*, vol. 69, pp. 6–13, Jan. 1981.
24. C. E. Pearson, *Handbook of Applied Mathematics*, Chapman & Hall, New York, 1990.
25. M. Kurtz, *Handbook of Applied Mathematics for Engineers and Scientists*, McGraw-Hill, New York, 1991.
26. D. Zwillinger, ed., *Standard Mathematical Tables and Formulae*, CRC Press, Boca Raton, FL, 30th ed., 1995.
27. D. Marcuse, D. Gloge, and E. A. J. Marcatili, "Guiding properties of fibers," in S. E. Miller and A. G. Chynoweth, eds., *Optical Fiber Telecommunications*, Academic, New York, 1979.
28. R. M. Gagliardi and S. Karp, *Optical Communications*, Wiley, New York, 2nd ed., 1995.
29. D. Gloge, "Propagation effects in optical fibers," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-23, pp. 106–120, Jan. 1975.
30. M. Artiglia, G. Coppa, P. DiVita, M. Potenza, and A. Sharma, "Mode field diameter measurements in single-mode optical fibers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 7, pp. 1139–1152, Aug. 1989.
31. T. J. Drapela, D. L. Franzen, A. H. Cherin, and R. J. Smith, "A comparison of far-field methods for determining mode field diameter of single-mode fibers using both gaussian and Petermann definitions," *J. Lightwave Tech.*, vol. 7, pp. 1153–1157, Aug. 1989.
32. K. Petermann, "Constraints for fundamental mode spot size for broadband dispersion-compensated single-mode fibers," *Electron. Lett.*, vol. 19, pp. 712–714, Sept. 1983.
33. M. Ohashi, K.-I. Kitayama, and S. Seikai, "Mode field diameter measurement conditions for fibers by transmitted field pattern methods," *J. Lightwave Tech.*, vol. 4, pp. 109–115, Feb. 1986.
34. L. B. Jeunhomme, *Single-Mode Fiber Optics*, Dekker, New York, 2nd ed., 1989.
35. ITU-T Recommendation G.650, *Definition and Test Methods for the Relevant Parameters of Single-Mode Fibers*, Mar. 1993.
36. TIA/EIA FOTP-164A, *Single Mode Fiber, Measurement of Mode Field Diameter by Far-Field Scanning*, May 1991.
37. F. Kapron, "Fiber-optic test methods," in F. Allard, ed., *Fiber Optics Handbook for Engineers and Scientists*, McGraw-Hill, Chicago, 1990.
38. D. L. Franzen and R. Srivastava, "Determining the mode-field diameter of single-mode optical fiber: An interlaboratory comparison," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-3, pp. 1073–1077, Oct. 1985.
39. W. T. Anderson, V. Shah, L. Curtis, A. J. Johnson, and J. P. Kilmer, "Mode-field diameter measurements for single-mode fibers with non-gaussian field profiles," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-5, pp. 211–217, Feb. 1987.
40. W. T. Anderson and D. L. Philen, "Spot-size measurements for single-mode fibers—A comparison of four techniques," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-1, pp. 20–26, Mar. 1983.
41. (*a*) I. P. Kaminow, "Polarization in optical fibers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-17, pp. 15–22, Jan. 1981.
    (*b*) I. P. Kaminow, "Polarization maintaining fibers," *Appl. Scientific Research*, vol. 41, pp. 257–270, 1984.
42. S. C. Rashleigh, "Origins and control of polarization effects in single-mode fibers," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-1, pp. 312–331, June 1983.
43. (*a*) X.-H. Zheng, W. M. Henry, and A. W. Snyder, "Polarization characteristics of the fundamental mode of optical fibers," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-6, pp. 1300–1305, Aug. 1988.
    (*b*) S.-Y. Huang, J. N. Blake, and B. Y. Kim, "Perturbation effects on mode propagation in

highly elliptical core two-mode fibers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 8, pp. 23–33, Jan. 1990.
(*c*) S. J. Garth and C. Pask, "Polarization rotation in nonlinear bimodal optical fibers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 8, pp. 129–137, Feb. 1990.
44. D. Gloge and E. Marcatili, "Multimode theory of graded core fibers," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 52, pp. 1563–1578, Nov. 1973.
45. E. Merzbacher, *Quantum Mechanics*, Wiley, New York, 3rd ed., 1988.
46. R. Srivastava, C. K. Kao, and R. V. Ramaswamy, "WKB analysis of planar surface waveguides with truncated index profiles." *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-5, pp. 1605–1609, Nov. 1987.
47. B. E. A. Saleh and M. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Wiley, New York, 1991, Chap. 8.
48. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon, Oxford, 6th ed., 1980.
49. N. P. Bansal and R. H. Doremus, *Handbook of Glass Properties*, Academic, New York, 1986.
50. I. Fanderlik, *Optical Properties of Glass*, Elsevier, New York, 1983.
51. J. C. Phillips, "The physics of glass," *Phys. Today*, vol. 35, pp. 27–33, Feb. 1982.
52. B. C. Bagley, C. R. Kurkjian, J. W. Mitchell, G. E. Peterson, and A. R. Tynes, "Materials, properties, and choices," in S. E. Miller and A. G. Chynoweth, eds., *Optical Fiber Telecommunications*, Academic Press, New York, 1979.
53. S. R. Nagel, "Fiber materials and fabrication methods," in S. E. Miller and I. P. Kaminow, eds., *Optical Fiber Telecommunications—II*, Academic, New York, 1988.
54. H. Rawson, *Properties and Applications of Glass*, Elsevier, New York, 1980.
55. M. Poulain, U. Poulain, J. Lucas, and P. Bran, "Verres fluores au tetrafluorure de zirconium: Propriétés optiques d'un verre dopé au Nd^{3+}." *Mater. Res. Bull.*, vol. 10, no. 4, pp. 243–246, 1975.
56. (*a*) D. C. Tran, G. H. Siegel, Jr., and B. Bendow, "Heavy metal fluoride glasses and fibers: A review," *J. Lightwave Tech.*, vol. 2, pp. 566–586, Oct. 1984.
(*b*) J. Lucas, "Review: Fluoride Glasses," *J. Mater. Sci.*, vol. 24, pp. 1–13, Jan. 1989.
57. P. W. France, *Fluoride Glass Optical Fibers*, CRC Press, Boca Raton, FL, 1990.
58. B. J. Ainslie, "A review of the fabrication and properties of erbium-doped fibers for optical amplifiers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 9, pp. 220–227, Feb. 1991.
59. W. Miniscalco, "Erbium-doped glasses for fiber amplifiers at 1500 nm," *J. Lightwave Tech.*, vol. 9, pp. 234–250, Feb. 1991.
60. J. R. Simpson, "Rare earth doped fiber fabrication: Techniques and physical properties," in M. J. F. Digonnet, ed., *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, Dekker, New York, 1993.
61. M. Asobe, "Nonlinear optical properties of chalcogenide glass fibers and their application to all-optical switching," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 3, pp. 142–148, Apr. 1997.
62. R. Mossadegh, J. S. Sanghera, D. Schaafsma, B. J. Cole, V. Q. Nguyen, R. E. Miklos, and I. Aggarwal, "Fabrication of single-mode chalcogenide optical fiber," *J. Lightwave Tech.*, vol. 16, pp. 214–217, Feb. 1998.
63. A. N. Sinha, M. Groten, and G. D. Khoe, "A flexible polymer fiber infrastructure for an evolutionary customer premises network," *Intl. J. Commun. Systems*, vol. 10, pp. 23–30, Jan./Feb. 1997.
64. T. Ishigure, M. Satoh, O. Takanashi, E. Nihei, T. Nyu, S. Yamazaki, and Y. Koike, "Formation of the refractive index profile in graded-index polymer optical fiber for gigabit data transmission," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 2095–2100, Nov. 1997.
65. N. Yoshihara, "Low-loss, high-bandwidth fluorinated POF for visible to 1.3-μm wavelengths," *OSA/IEEE Proc. OFC-98*, Paper ThM4, p. 308, Feb. 1998.
66. P. C. Schultz, "Progress in optical waveguide process and materials," *Appl. Opt.*, vol. 18, pp. 3684–3693, Nov. 1979.
67. W. G. French, R. E. Jaeger, J. B. MacChesney, S. R. Nagel, K. Nassau, and A. D. Pearson, "Fiber preform preparation," in S. E. Miller and A. G. Chynoweth, eds., *Optical Fiber Telecommunications*, Academic, New York, 1979.
68. R. Dorn, A. Baumgärtner, A. Gutu-Nelle, J. Koppenborg, W. Rehm, R. Schneider, and S. Schneider, "Mechanical shaping of preforms for low loss at low cost," *J. Opt. Commun.*, vol. 10, pp. 2–5, Mar. 1989.
69. R. E. Jaeger, A. D. Pearson, J. C. Williams, and H. M. Presby, "Fiber drawing and control," in S.

E. Miller and A. G. Chynoweth, eds., *Optical Fiber Telecommunications*, Academic, New York, 1979.

70. U. C. Paek, "High-speed high-strength fiber drawing," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-4, pp. 1048–1060, Aug. 1986.
71. C. Brehm, P. Dupont, G. Lavanant, P. Ledoux, C. LeSergent, C. Reinaudo, J. M., Saugrain, M. Carratt, and R. Jocteur, "Improved drawing conditions for very low loss 1.55-μm dispersion-shifted fiber," *Fiber and Integrated Opt.*, vol. 7, no. 4, pp. 333–341, 1988.
72. P. L. Chu, T. Whitbread, and P. M. Allen, "An on-line fiber drawing tension and diameter measurement device," *J. Lightwave Tech.*, vol. 7, pp. 255–261, Feb. 1989.
73. F. P. Kapron, D. B. Keck, and R. D. Maurer, "Radiation losses in glass optical waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 17, pp. 423–425, Nov. 1970.
74. P. C. Schultz, "Fabrication of optical waveguides by the outside vapor deposition process," *Proc. IEEE*, vol. 68, pp. 1187–1190, Oct. 1980.
75. R. V. VanDewoestine and A. J. Morrow, "Developments in optical waveguide fabrication by the outside vapor deposition process," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-4, pp. 1020–1025, Aug. 1986.
76. T. Izawa and N. Inagaki, "Materials and processes for fiber preform fabrication: Vapor-phase axial deposition," *Proc. IEEE*, vol. 68, pp. 1184–1187, Oct. 1980.
77. H. Murata, "Recent developments in vapor phase axial deposition," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-4, pp. 1026–1033, Aug. 1986.
78. S. R. Nagel, J. B. MacChesney, and K. L. Walker, "Modified chemical vapor deposition," in T. Li, ed., *Optical Fiber Communications, Vol. 1, Fiber Fabrication*, Academic, New York, 1985.
79. (*a*) P. Geittner, D. Küppers, and H. Lydtin, "Low loss optical fibers prepared by plasma-activated chemical vapor deposition (PCVD)," *Appl. Phys. Lett.*, vol 28, pp. 645–646, June 1976.
    (*b*) P. Geittner and H. Lydtin, "Manufacturing optical fibers by the PCVD process," *Philips Tech. Rev. (Netherlands)*, vol. 44, pp. 241–249, May 1989.
80. T. Hünlich, H. Bauch, R. T. Kersten, V. Paquet, and G. F. Weidmann, "Fiber-preform fabrication using plasma technology: A review," *J. Opt. Commun.*, vol. 8, pp. 122–129, Dec. 1987.
81. H. Lydtin, "PCVD: A technique suitable for large-scale fabrication of optical fibers," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-4, pp. 1034–1038, Aug. 1986.
82. R. D. Maurer, "Behavior of flaws in fused silcia fibers," in C. R. Kurkjian, ed., *Strength of Organic Glasses*, Plenum, New York, 1986.
83. D. Kalish, D. L. Key, C. R. Kurkjian, B. K. Tariyal, and T. T. Wang, "Fiber characterization—mechanical," in S. E. Miller and A. G. Chynoweth, eds., *Optical Fiber Telecommunications*, Academic, New York, 1979.
84. M. J. Matthewson, C. R. Kurkjian, and J. R. Hamblin, "Acid stripping of fused silica optical fibers without strength degradation," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 490–497, Mar. 1997.
85. C. R. Kurkjian, J. T. Krause, and M. J. Matthewson, "Strength and fatigue of silica optical fibers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 7, pp. 1360–1370, Sept. 1989.
86. A. A. Griffith, "The phenomena of rupture and flow in solids," *Philos. Trans. Roy. Soc. (London)*, vol. 221A, pp. 163–198, Oct. 1920.
87. W. Weibull, "A statistical theory of the strength of materials," *Ing. Vetenskaps. Akad. Handl. (Proc. Roy. Swed. Inst. Eng. Res.)*, no. 151, 1939; "The phenomenon of rupture in solids," *ibid.*, no. 153, 1939.
88. T. J. Miller, A. C. Hart, W. I. Vroom, and M. J. Bowden, "Silicone and ethylene-vinyl-acetate-coated laser-drawn silica fibers with tensile strengths > 3.5 GN/m^2 (500 kpsi) in > 3 km lengths," *Electron. Lett.*, vol. 14, pp. 603–605, Aug. 1978.
89. H. Schonhorn, C. R. Kurkjian, R. E. Jaeger, H. N. Vazirani, R. V. Albarino, and F. V. DiMarcello, "Epoxy-acrylate coated fused silcia fibers with tensile strengths greater than 500 kpsi (3.5 GN/m^2) in 1-km gauge lengths," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 29, pp. 712–714, Dec. 1976.
90. (*a*) K. E. Lu, G. S. Glaesemann, R. V. VanDewoestine, and G. Kar, "Recent developments in hermetically coated optical fiber," *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, pp. 240–244, Feb. 1988.
    (*b*) K. E. Lu, "Hermetic coatings," *Technical Digest: IEEE/OSA Optical Fiber Commun. Conf.*, p. 174, San Francisco, CA. Jan. 1990.

91. Y. Katsuyama, Y. Mitsunaga, H. Kobayashi, and Y. Ishida, "Dynamic fatigue of optical fiber under repeated stress," *J. Appl. Phys.*, vol. 53, pp. 318–321, Jan. 1982.
92. V. Annovazzi-Lodi, S. Donati, S. Merlo, and G. Zapelloni, "Statistical analysis of fiber failures under bending-stress fatigue," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 288–293, Feb. 1997.
93. TIA/EIA FOTP-31C, *Proof Testing Optical Fibers by Tension*, Sept. 1994.
94. TIA/EIA FOTP-76, *Method for Measuring Dynamic Fatigue of Optical Fibers by Tension*, June 1993.

第3章　光纤中的信号劣化

在第2章中，我们已经讲述了光纤的结构，同时研究了有关光信号怎样在圆柱形介质光波导中传播的一系列概念。在这一章里，我们将围绕以下两个非常重要的问题来继续前面的讨论：

1. 光纤中信号衰减的机理是什么样的?
2. 为什么光信号在光纤中传播的时候会产生失真，以及失真可能会严重到什么程度?

信号衰减（也可称为光纤损耗或信号损耗）是光纤最重要的特性之一，因为它在很大程度上决定了在无需信号放大和再生的条件下，光发送机和光接收机之间所允许的最大距离。由于光放大器和光中继器的制造、安装及维护费用非常昂贵，因而光纤中信号衰减的程度就直接影响到整个系统的成本。与信号衰减同等重要的还有信号失真，它的作用效果是使光纤中传输的光脉冲随着传输距离的增加而展宽。如果传输的距离足够长，光脉冲就有可能展宽到与相邻的脉冲相重叠，从而导致接收机的错误判决，因而信号失真就限制了光纤的信息承载容量。

3.3节、3.4节将分别讲述梯度折射率光纤中脉冲展宽和模式耦合方面的内容，它们包含一些更为高深的知识，即使将其跳过也不会影响内容的连续性，因而标上星号（*）以示区别。另外，附录F中的内容也与信号的劣化有关，它重点分析了加剧光纤中信号失真的几种因素。

3.1　损耗

在光纤通信系统的设计中，光纤中的信号衰减是需要着重考虑的一个问题。因为在设计从发送机到接收机或到光放大器的最大距离时，它是一个决定性的因素。光纤中光功率的吸收损耗、散射损耗以及辐射损耗是导致光信号衰减的几个最主要的因素[1-5]。吸收损耗与制造光纤的材料有关；散射损耗除了与材料有关以外，还与光纤的结构缺陷相关；辐射效应导致的损耗则是源于光纤几何形状的微扰（包括微观的和宏观的）。

在这一节里，我们将首先讨论测量光纤中信号衰减所使用的单位，然后再讲述产生信号衰减的物理现象。

3.1.1　损耗单位

当光信号在光纤中传播的时候，其功率随着距离的增加以指数形式衰减。如果在起始处（z=0处）的信号光功率为$P(0)$，则在光纤中经过距离z的传播后，其功率值$P(z)$为：

$$P(z) = P(0)e^{-\alpha_p z} \tag{3.1a}$$

其中：

$$\alpha_p = \frac{1}{z}\ln\left[\frac{P(0)}{p(z)}\right] \tag{3.1b}$$

称为损耗系数，单其位是 km^{-1}。但要注意的是，$2z\alpha_p$ 的单位也可以用余贝（见附录 D）指定。

为了简便起见，在计算光纤中的信号衰减时，损耗系数的单位一般使用分贝每公里，即 dB/km。使用这种单位的损耗系数用 α 来表示，则可以得到以下的关系式：

$$\alpha(\mathrm{dB/km}) = \frac{10}{z}\log\left[\frac{P(0)}{P(z)}\right] = 4.343\alpha_p(\mathrm{km}^{-1}) \tag{3.1c}$$

该参数通常用来表征光纤损耗或光纤衰减，在下面的章节中，我们将看到它取决于其他多个参量的值。从图 3.1 中的曲线可以看出损耗是波长的函数。

例 3.1　对于理想的光纤，不会有任何的损耗，即 $P_{out}=P_{in}$，对应的损耗系数为 0 dB/km，但在实际中这是不可能的。实际的低损耗光纤在 900 nm 波长处的损耗为 3 dB/km，这表示传输 1 km 后信号光功率将损失 50%，2km 后损失达 75%（损失了 6 dB）。之所以可以这样进行运算，是因为用分贝表示的损耗具有可加性。

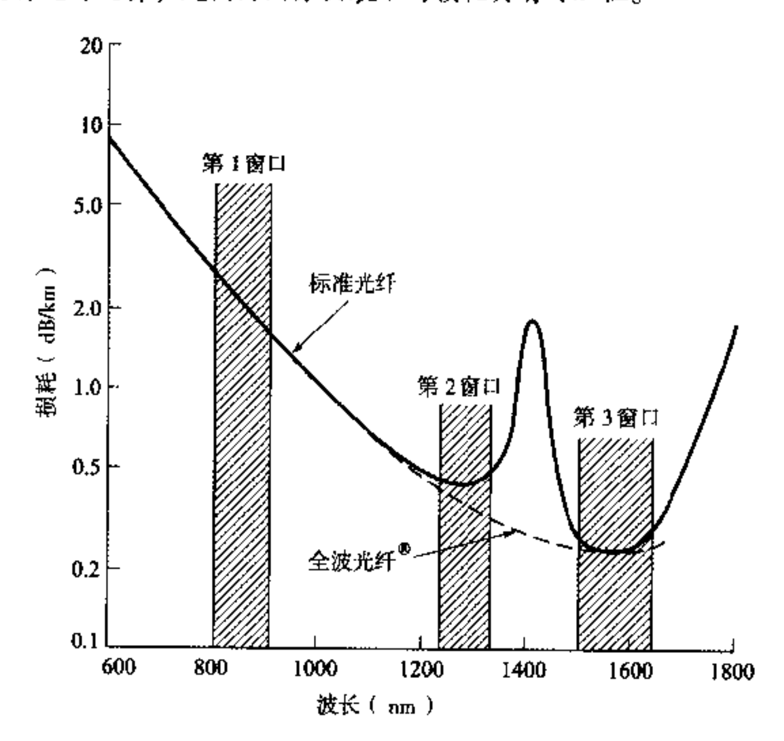


图 3.1　光纤损耗随信号波长变化的曲线。常规单模光纤（图中的实线所示）在 1300 nm 处的损耗为 0.5 dB/km，在 1550 nm 处达到最小值 0.3 dB/km，在 1400 nm 附近有一个衰减峰值，这是光纤中水分子的吸收作用造成的。图中虚线所示的是一种去除水分子影响的 AllWave® 光纤的损耗－波长曲线（朗讯科技公司提供数据）

注意附录 D 中所讲述的内容，为了更方便地计算光纤链路中的光功率，我们通常将 dBm 作为光功率的运算单位，这个单位的含义是相对于 1 mW 的功率，计算所得的分贝数。

例 3.2　设想一根 30 km 长的光纤，在波长 1300 nm 处的衰减为 0.8 dB/km，如果我们从一端注入功率为 200 μW 的光信号，求其输出功率 P_{out}。首先利用（D.2）式将输入功率的单位转化为 dBm：

$$P_{in}(\text{dBm}) = 10\log\left[\frac{P_{in}(W)}{1\text{mW}}\right] = 10\log\left[\frac{200\times10^{-6}\text{W}}{1\times10^{-3}\text{W}}\right] = -7.0\ \text{dBm}$$

再利用（3.1c）式，可以得到在 z=30 km 时的输出功率（用 dBm 表示）：

$$P_{out}(\text{dBm}) = 10\log\left[\frac{P_{out}(\text{W})}{1\text{mW}}\right] = 10\log\left[\frac{P_{in}(\text{W})}{1\text{mW}}\right] - \alpha z$$
$$= -7.0\ \text{dBm} - (0.8\ \text{dB/km})(30\ \text{km}) = -31.0\ \text{dBm}$$

最后利用（D.2）式，则可以得到以瓦特为单位的输出功率：

$$P(30\text{km}) = 10^{-31.0/10}(1\text{mW}) = 0.79\times10^{-3}\text{mW} = 0.79\ \mu\text{W}$$

3.1.2　吸收损耗

在光纤中共有三种因素导致了吸收损耗的产生：

1. 玻璃组分中的原子缺陷导致的吸收；
2. 玻璃材料中的杂质原子导致的非本征吸收；
3. 光纤材料中主要成分的原子导致的本征吸收。

原子缺陷是指光纤材料的原子结构中的不完善性，例如玻璃结构中的分子缺损、原子团的高密度聚合或是氧原子缺损。通常这种因素导致的吸收作用与其他两种因素比较起来，可以忽略不计。但是，如果光纤暴露在强粒子辐射之下，这种吸收作用就会变得十分显著。此类情况可能会发生在核反应堆中、医学上的放射治疗中、要穿越地球范艾伦辐射带的空间计划中或是在粒子加速器装置中[6-9]。在这些应用条件下，经过几年的时间可以累积到很高的辐射剂量。

辐射会改变材料的内部结构而使其遭到破坏，受破坏的程度取决于电离态粒子或射线（例如电子、中子和伽玛射线）的能量、辐射通量（辐射速率）和积分通量（每平方厘米的粒子数）。材料所接收的总的辐射剂量的大小用单位rad(Si)来表示，它用于测量块状硅所吸收的辐射剂量，其定义如下：

$$1\ \text{rad(Si)} = 100\ \text{erg/g} = 0.01\ \text{J/kg}$$

受到辐射的最直接影响是由于原子缺陷导致的吸收作用增强，信号衰减也更加严重。从图3.2(a)中可以看出，辐射越强，衰减越大。然而在辐射停止以后，光纤中的信号损耗系数却又会随着时间的推移而减小，如图3.2(b)所示。因而由辐射所引入的光纤损耗是非常复杂的，在实际应用中需要遵守的准则已经制订出来[7]。

对于用直接熔融法制造的光纤，杂质所引入的吸收在几种吸收作用中占据着主导地位，而其中OH（水）离子和过渡金属离子又是产生吸收作用的主要因素。过渡金属离子可能包括铁离子、铬离子、钴离子和铜离子等，如果在制造光纤的原料中过渡金属离子的含量达到1到10 ppb（ppb表示十亿分之一），则会由此产生1到10 dB/km的损耗。对于用汽相沉积法制造的光纤，过渡金属离子的浓度比直接熔融法通常要低一两个数量级。但杂质吸收损耗仍然不可避免，因为离子内部的亚层并未完全充满，电子可以在不同的能级之间跃迁，或是因为不同离子之间有电荷交换。由于多种离子、多种因素的影响，吸收峰可以很宽，而且多个吸收峰可能发生重叠，这样就使得受影响的波长区域变得更宽。

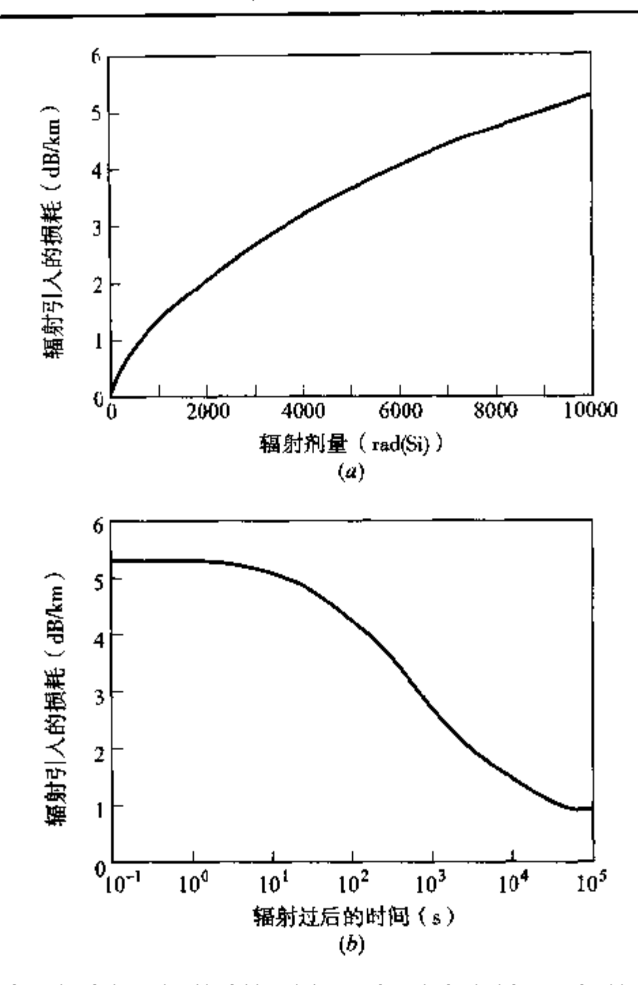


图3.2 电离辐射效应对光纤损耗的影响。(a) 在总的辐射剂量平稳增加到10^4rad(Si)的过程中，损耗随之增加；(b) 在辐射结束后，损耗随时间的推移而慢慢恢复（经允许从 West et al.,[7c]© 1994，IEEE 中引用并加以修改）

光纤预制棒中 OH（水）离子的存在，主要是因为原材料中含有的 $SiCl_4$、$GeCl_4$ 和 $POCl_3$ 在发生水解反应的过程中使用了氢氧焰。如果要使光纤的损耗小于20 dB/km，那么OH离子的浓度必须低于几个ppb。早期的光纤中OH离子的浓度很高，这就使得在波长1400 nm、950 nm和725 nm处产生了较大的吸收峰。OH 离子的本征吸收峰在2.7 μm处，上面三个吸收峰则分别是它的一、二、三次倍频。如图 1.7 所示，在这些吸收峰之间为低损耗区域。

根据损耗曲线的波峰和波谷，可以设计出光纤的几个“传输窗口”。现在的商用单模光纤能把OH 离子的浓度降到1 ppb，它在1300 nm 窗口的损耗为0.5 dB/km，而在1550 nm 窗口的损耗则可达到0.3 dB/km，如图 3.1 中的实线所示。如果能有效的去除光纤中的水分子，则可以得到图 3.1 中虚线所示的损耗曲线，它是依据朗讯公司的 AllWave® 光纤绘制的。

本征吸收是指制造光纤的基本材料（如纯净的SiO_2）所引入的吸收效应，它是决定光纤在某个特定的频谱区域具有传输窗口的主要物理因素。即使光纤材料完美无缺，不含任何杂质、没有任何密度的变化及不均匀性，这种吸收效应也仍然存在。因此对于任何一种特定材料的光纤，本征吸收是最基本的，但它的影响也是比较小的。

本征吸收的产生有两个原因：其一是在紫外线频段的电子吸收带，其二是在近红外线波段原子的振动吸收带。电子吸收带是与光纤中非晶体材料的带隙相关的。当一个电子与一个光子发生相互

作用并被激励到更高的能级时，能量将由电子吸收，这个过程已经在2.1节中进行了描述。不论是晶体或非晶体，电子吸收带紫外频段的边缘满足下面的经验公式[1,3]：

$$\alpha_{uv} = Ce^{E/E_0} \tag{3.2a}$$

将其称为Urbach定则，其中C和E_0是经验常数，E是光子的能量。紫外线区域的电子吸收造成的损耗，其量级和变化规律可以从图3.3中看出。因为E与波长λ成反比，随着波长的增加，紫外线区域的吸收能力以指数形式下降。在紫外线区域任何波长处的吸收损耗与光纤中GeO_2的摩尔含量x之间，存在着一个如下所示的经验公式[10,11]，注意损耗是以dB/km为单位的：

$$\alpha_{uv} = \frac{154.2x}{46.6x+60} \times 10^{-2} \exp\left(\frac{4.63}{\lambda}\right) \tag{3.2b}$$

如图3.3所示，在近红外频段，紫外吸收比散射损耗要小一些。

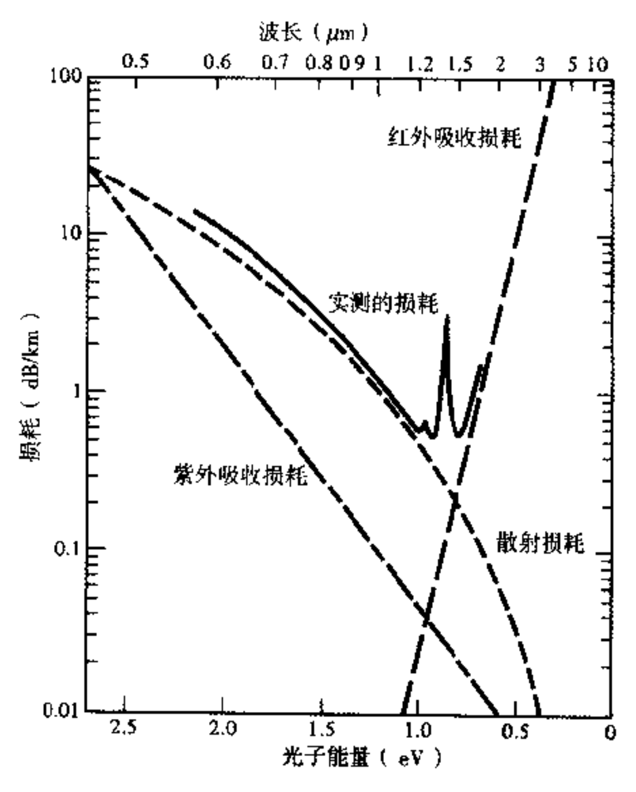


图3.3　掺杂GeO_2的低损耗、低OH含量石英光纤的损耗特性及其制约机理（经允许复制于Osanai et al.[13]）

在波长大于1.2 μm的近红外频段，光波导的损耗主要取决于OH离子的浓度和材料本身对红外线的固有吸收。材料分子结构中的原子之间有相互作用的化学键，而对红外线的固有吸收与化学键的固有振动频率相关。振动的化学键与光信号的电磁场之间发生相互作用，作用的结果就是部分能量从电磁场转移到了化学键上，这样就使吸收损耗更加严重。因为光纤中的化学键非常多，所以这种吸收作用很强。对于GeO_2-SiO_2玻璃，以dB/km为单位的红外损耗的计算有一个经验公式，即：

$$\alpha_{IR} = 7.81\times10^{11}\times\exp\left(\frac{-48.48}{\lambda}\right) \quad (3.3)$$

所有这些因素累加的结果便得到一个楔形的损耗曲线，在1.55μm波长处可以得到损耗的最低值为0.154 dB/km，实测的结果也是如此[12]。在图3.4中比较了几种掺杂不同成分的石英光纤的红外吸收损耗，可以看出掺杂GeO_2的石英光纤在波长较长处的特性是最理想的，注意图3.3中的吸收曲线所表示的也是掺杂GeO_2的石英光纤。

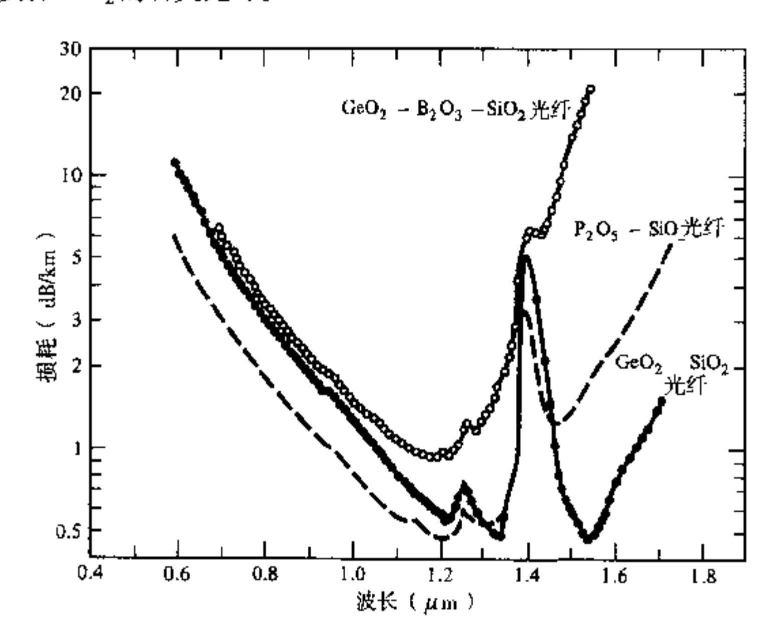


图3.4 几种掺杂不同成分的低损耗石英光纤的红外吸收损耗的比较（经允许复制于Osanai et al.[13]）

3.1.3 散射损耗

光纤中材料密度的微观变化、成分的起伏、结构上的不完善以及制造过程中产生的缺陷都会引起散射损耗。正如我们在2.7节中所看到的一样，石英玻璃是由随机连接的分子网格构成的。这种结构自然就会产生分子密度的不均匀，有的区域高些，有的低些。另外，由于石英玻璃是由好几种氧化物组成，如SiO_2、GeO_2和P_2O_5，因此有可能发生成分的起伏变化。上面两种因素导致石英光纤内部的折射率在比波长小的尺度上发生变化，这种折射率的变化引起了瑞利散射。与石英光纤中的瑞利散射一样，太阳光在地球的大气中产生瑞利散射，才使晴朗的天空看起来是蓝色的。

由于分子状态的随机性和存在多种氧化物成分，因此要表示散射引入的损耗是相当复杂的。对于单一成分的光纤，如果只表示由密度的起伏导致的损耗，则在波长λ处的散射损耗可以近似表示为[3,14]（基于以e为底的单位）：

$$\alpha_{scat} = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4}(n^2-1)^2 k_B T_f \beta_T \quad (3.4a)$$

等式中，n是折射率，k_B是玻耳兹曼常数，β_T是光纤材料的绝热压缩比，T_f是一个假想的温度，在此温度下固化成玻璃，这时光纤内部的密度起伏也被固化（在拉制成光纤之后）。接着我们可以导出下面的关系式[3,15]（基子以e为底的单位）：

$$\alpha_{scat} = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} n^8 p^2 k_B T_f \beta_T \tag{3.4b}$$

其中p是光弹性系数。(3.4a)式和(3.4b)式的比较放在了习题3.6中，注意这两个等式的单位都是奈贝(这是因为以e为底)。如果要将单位改为分贝以便于光功率损耗的计算，可以利用(3.1)式乘以 $10\log e = 4.343$ 即可。

对于多组分玻璃，散射损耗可以表示为[3]：

$$\alpha = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} (\delta n^2)^2 \delta V \tag{3.5}$$

等式中在体积元δV上，折射率均方起伏的平方(δn^2)^{2}的表达式为：

$$(\delta n^2)^2 = \left(\frac{\partial n}{\partial \rho}\right)^2 (\delta\rho)^2 + \sum_{i=1}^{m} \left(\frac{\partial n^2}{\partial C_i}\right)^2 (\delta C_i)^2 \tag{3.6}$$

其中，$\delta\rho$是密度起伏的程度，δCi是玻璃中第i种组分的不均匀程度。而密度和组分的不均匀程度的大小在一般情况下都是不知道的，必须通过实验测得。一旦得到这些参数，就能计算出散射损耗。

结构上的不完善以及光纤制造过程中产生的缺陷同样也会造成光的散射，这些缺陷可能是残留在光纤中的气泡，也可能是尚未发生反应的原材料，或是玻璃中的结晶区域。现在光纤制造工艺的发展已经可以使这些附加的散射作用足够小，小到与其本征瑞利散射相比时可以忽略不计的程度。

因为瑞利散射与λ^{-4}成反比，所以它会随着波长的增加而显著下降，如图3.3所示。在小于1 μm的波段，瑞利散射是光纤损耗中最主要的因素，这就使得此波段中光纤总的损耗-波长曲线随波长增加而呈现下降的趋势。而在大于1 μm的波段，红外吸收则一跃成为影响光纤损耗的决定性因素。

综合红外吸收、紫外吸收和散射损耗的影响，我们分别得到了多模光纤和单模光纤的损耗曲线，如图3.5和3.6所示。图中用来测试的光纤都是典型的商用级石英光纤。比较这两个图，可以看出多模光纤的损耗通常都要大于单模光纤，这是因为多模光纤中掺杂物的浓度较高，伴随着的是较高的散射损耗。另外还有一个原因是，包层和纤芯的分界面上存在微扰，多模光纤易产生高阶模式损耗。

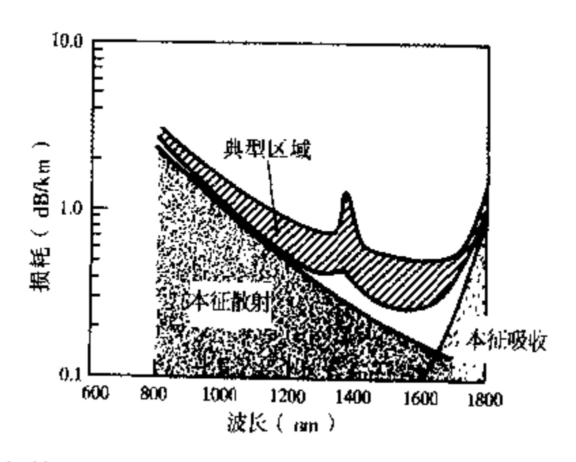


图3.5　产品级梯度折射率多模光纤的典型损耗谱(经允许复制于Keck，[16] © 1985，IEEE)

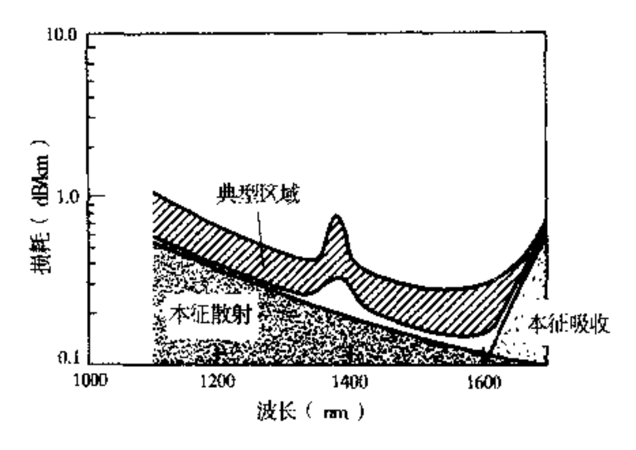


图 3.6 产品级单模光纤的典型损耗谱（经允许复制于 Keck，[16] © 1985，IEEE）

3.1.4 弯曲损耗

光纤有一定曲率半径的弯曲时就会产生辐射损耗[17-25]，光纤可以呈现两类弯曲：(a) 曲率半径比光纤直径大得多的微观弯曲，例如光缆拐弯时就会产生这种弯曲；(b) 光纤成缆时产生的、沿轴向的随机性微观弯曲。

我们首先来看看曲率半径很大时的辐射损耗，称其为宏观弯曲损耗或弯曲损耗。轻微的弯曲所产生的附加损耗非常小，基本上观测不到。当曲率半径减小时，损耗以指数形式增加，直到曲率半径达到某一临界值，才可观测到弯曲损耗。而当曲率半径进一步减小到临界值以下时，损耗就会突然变得非常大。

这些弯曲损耗可以定性地用图 2.14 中的模式电场分布来解释。回忆一下，这幅图表示的是任何一个能在纤芯中传播的模式都有一个尾部延伸到包层中的消逝场，而消逝场的大小随着到纤芯距离的增加而以指数形式下降。纤芯中的场与其延伸到包层中的尾部一起传播，因而可传播模式的部分能量在包层内，一旦发生弯曲，位于曲率中心远侧的消逝场尾部必须以较大的速率才能与纤芯中的场一同前进，正如图 3.7 中所示的那样，图中传播的是基模。当距纤芯的距离达到某一临界距离 x_c 处时，消逝场尾部的运动速率必须大于光速才能跟上纤芯中的场，显然这是不可能的，因而在距离 x_c 之外的尾部场就丢失了，其中所含的能量也随之损失掉了。

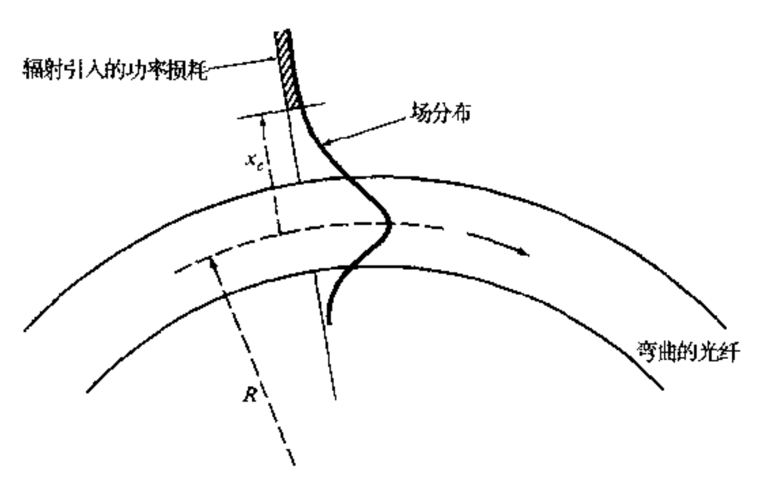


图 3.7 弯曲的光波导中基模的场分布图（经允许复制于 E. A. J. Marcatili and S. E. Miller，Bell Sys. Tech. J.，vol. 48，p. 2161，Sept. 1969，© 1969，AT&T）

从光纤的弯曲处辐射出的能量取决于x_c处的场强和曲率半径R。因为纤芯对高阶模式的限制作用不如低阶模式，所以首先从光纤中辐射出去的是高阶模式，于是弯曲的光纤中传播模式的数量就要少于直的光纤。Gloge[18]推导出了一个计算半径为a的弯曲多模光纤中有效导模数量N_{eff}的公式，如下所示：

$$N_{eff}=N_{\infty}\left\{1-\frac{\alpha+2}{2\alpha\Delta}\left[\frac{2a}{R}+\left(\frac{3}{2n_2kR}\right)^{2/3}\right]\right\} \tag{3.7}$$

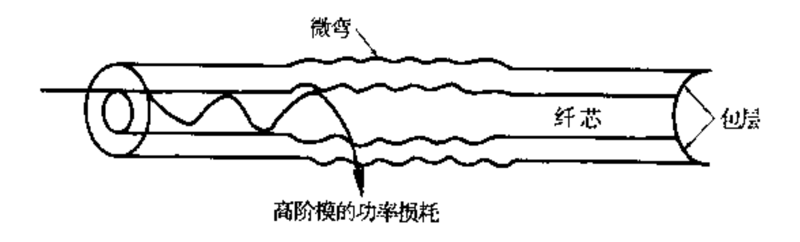
等式中α定义了梯度折射率剖面，D是纤芯和包层的折射率差，n_2是包层的折射率，$k=2\pi/\lambda$是光波的传输常数，而

$$N_{\infty}=\frac{\alpha}{\alpha+2}(n_1ka)^2\Delta \tag{3.8}$$

是直的这种光纤中所有模式的数量，参见（2.81）式。

例3.3　作为一个例子，如果要使梯度折射率光纤中的模式数量降为原来的50%，我们来求此时的曲率半径。假设这种光纤的$\alpha=2$，$n_2=1.5$，$\Delta=0.01$，$a=25\ \mu m$，被导光的波长为$1.3\ \mu m$，应用（3.7）式可以解得$R=1.0$ cm。

光波导中另一种形式的辐射损耗源于模式耦合，它是由光纤的微观随机弯曲造成的[25-30]。微观弯曲是指光纤轴上曲率半径的重复性小尺度起伏，如图3.8中所示。它的产生是由于光纤生产过程中的不均匀性或是在光纤成缆时受到了不均匀的压力，后者又称为电缆损耗或封装损耗。微观弯曲之所以会引起信号衰减，是因为光纤的弯曲导致了导波模与漏泄模或非导波模之间的重复性能量耦合。



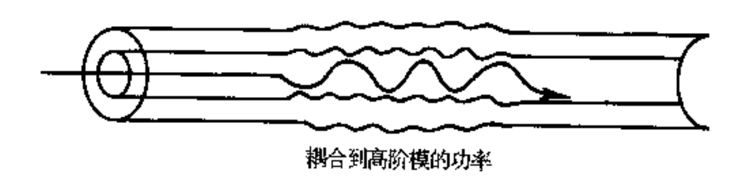


图3.8　光纤轴上曲率半径的小尺度扰动导致微观弯曲损耗，微观弯曲使高阶模漏出并使得低阶模的功率耦合到高阶模上

为了减小微观弯曲损耗，一种方法是在光纤表面压一层弹性护套，当受外力作用时，护套发生变形而光纤仍可保持相对直的状态，如图3.9所示。对于多模梯度折射率光纤，如果其纤芯半径为a，外半径为b（不包括护套），折射率差为Δ，有护套的光纤其微观扭曲的损耗α_M要比无护套的低

F倍[31]，F由下式给出：

$$F(a_M)=\left[1+\pi\Delta^2\left(\frac{b}{a}\right)^4\frac{E_f}{E_j}\right]^{-2} \tag{3.9}$$

等式中E_j和E_f分别是护套和光纤的弹性模量，一般护套材料的弹性模量在20到500 MPa之间，熔融石英玻璃的弹性模量在65 GPa左右。

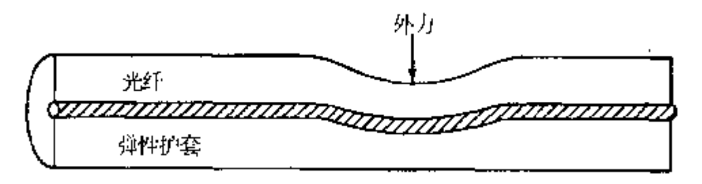


图3.9 光纤的弹性护套减小了因外力作用而产生的微观弯曲

3.1.5 纤芯和包层损耗

当我们测量实际光纤的传输损耗时，所有的吸收损耗和散射损耗将会同时出现。因为纤芯和包层有不同的折射率及不同的成分，所以通常纤芯和包层有着不同的损耗系数，分别以α_1和α_2表示。如果忽略模式耦合的影响[32]，则阶跃折射率光纤中模式$(v,\ m)$的损耗可以表示为：

$$\alpha_{vm}=\alpha_1\frac{P_{\text{core}}}{P}+\alpha_2\frac{P_{\text{clad}}}{P} \tag{3.10a}$$

等式中相对功率P_{core}/P和P_{clad}/P由图2.22给出，图中所示的是几个低阶模式。使用（2.71）式，上式可写为：

$$\alpha_{vm}=\alpha_1+(\alpha_2-\alpha_1)\frac{P_{\text{clad}}}{P} \tag{3.10b}$$

为了得到光纤中总的损耗值，利用相对功率对所有模式进行加权求和即可。

对于梯度折射率光纤，情况要复杂得多，这时损耗系数和模式功率都成了径向坐标的函数，在距纤芯中心轴r处的损耗为：

$$\alpha(r)=\alpha_1+(\alpha_2-\alpha_1)\frac{n^2(0)-n^2(r)}{n^2(0)-n_2^2} \tag{3.11}$$

其中α_1和α_2分别是中心轴和包层的损耗系数，n因子已在（2.78）式中定义过，对于给定的模式，其损耗则可按下式计算：

$$\alpha_{gi}=\frac{\int_0^\infty \alpha(r)p(r)r\,dr}{\int_0^\infty p(r)r\,dr} \tag{3.12}$$

其中$p(r)$是此模式在r处的功率密度。由于多模光波导的复杂性，不可能对所有的模式波导都采用同一个经验关系式模板。但我们已经观察到，通常是模式阶数越高损耗就越大[25,33]。

3.2　光波导中的信号失真

光纤中的光信号在传播的过程中会产生失真（也称为畸变），并随着传播距离的增加而越来越严重。这种失真是模式本身的色散和模式间的传播时延差造成的。可以利用导波模的群速率来解释失真，这里所谓的群速率是指光纤中某一特定模式的能量传播速率。

模内色散或色度色散是指在一个单独的模式内发生的脉冲展宽。产生这种展宽是因为光源所发射光有一定的频谱宽度，而群速率又是波长的函数，因而也称其为群速率色散（GVD）。模内色散与波长相关，所以光源的频谱越宽，它对信号失真的影响就越大。光源的谱宽是指它所发射光的波长范围，它通常用均方根（rms）谱宽 α_λ 来表示（见图4.12）。对于发光二极管（LED），它的均方根谱宽大约是中心波长的5%。例如，假设发光二极管发射的峰值波长为850 nm，则其典型谱宽应为40 nm，也就是它发射光的功率大部分都集中在830 nm到870 nm的波长范围内。半导体激光器光源的谱宽则要窄得多，其中多模激光器的典型谱宽为1～2 nm，而单模激光器仅有 10^{-4} nm。

产生模内色散主要有以下两个原因：

1. **材料色散**，纤芯中材料的折射率随波长变化导致了这种色散（材料色散有时也称为色度色散，因为它与三棱镜分解光谱是同一种效应）。折射率随波长变化使任何模式的群速率都随波长而变化，这样即使不同波长的光经过完全相同的路径，也会发生脉冲的展宽。
2. **波导色散**，这种色散的原因是单模光纤中只有约80%的光功率在纤芯中传播，20%在包层中传播的光功率其速率要更大一些，这样就出现了色散。波导色散的大小取决于光纤的设计，因为模式传播常数 β 是 a/λ 的函数（a/λ 是光纤相对于波长 λ 的尺度，这里 a 是纤芯的半径）。

另一个加剧脉冲展宽的因素是模间的时延差，它的产生是因为即使在同一频率点上，不同模式的群速率也不相同。

在这三者之中，波导色散在多模光纤中通常都可以忽略，但在单模光纤中的影响却十分显著。实际中很难看到这三种失真机理完全作用的时候，因为它们通常会在其他因素的影响下其作用趋于减轻，例如非理想的折射率剖面、光功率发射的状态（各种模式得到不同的激励光功率）、不一致的模式损耗、光纤中及接头处的模式混合，以及以上这些因素沿着光纤的统计分布规律。在本节里，我们将首先讨论信号失真带来的影响，然后分别介绍各种色散机理。附录F中利用传播常数 β 的泰勒级数展开式，分析了几种因素各自对色散的作用。

3.2.1　信息容量的确定

由色散引入的信号失真所产生的结果是，光脉冲在沿着光纤传播时发生展宽。正如图3.10中所示，脉冲展宽的最终结果是相邻的脉冲相互交叠，当交叠达到一定程度后，在接收端无法将相邻的脉冲区分开，就会发生误码。因此色散特性限制了光纤的信息容量。

光波导的信息容量大小经常用带宽距离积来度量，其单位是MHz · km。对于阶跃折射率多模光纤，多种因素的影响使它的带宽距离积被限定在20 MHz · km左右。对于梯度型折射率光纤，如果非常认真的选取径向折射率剖面，在某一特定工作波长处可能使脉冲展宽最小化，这时其带宽距离积可高达2.5 GHz · km，而单模光纤的信息容量还要远远高于这个值。图3.11比较了几种光纤以及几种典型的用于UHF和VHF频段同轴电缆的信息容量。图中的曲线表示的是信号衰减与数据速率之间的关系，其中光纤的衰减曲线一直平坦地延伸到微波频段。

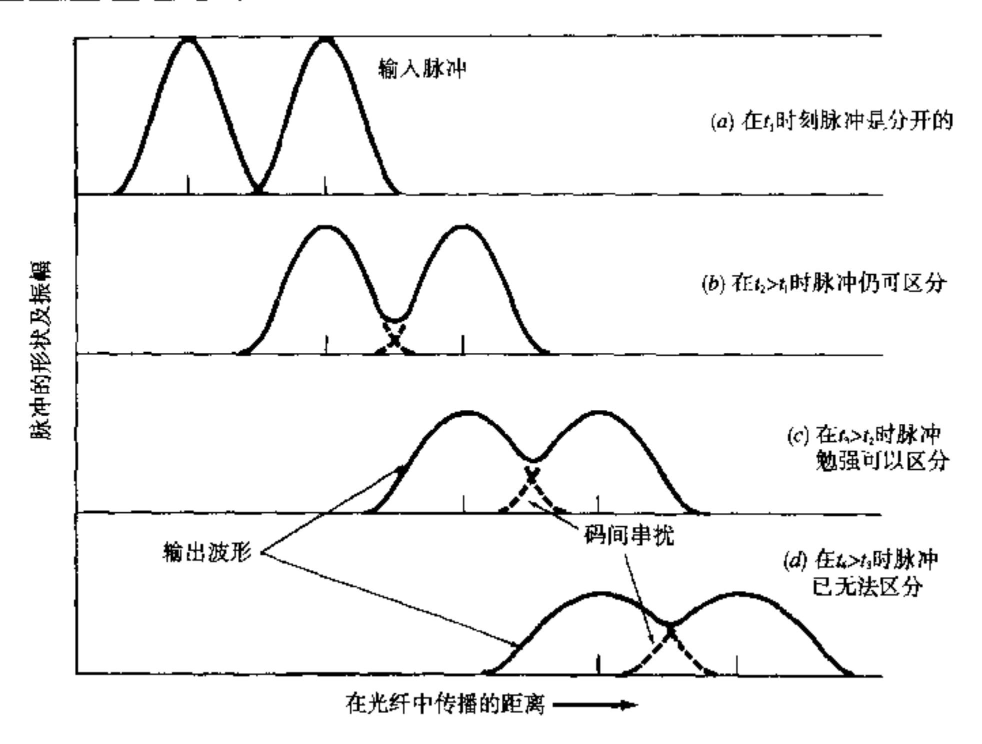


图 3.10 相邻的两个光脉冲在光纤中传播时产生的展宽及衰减。(a)开始时两个脉冲是分离的；(b)两个脉冲稍有交叠，但容易区分；(c)两个脉冲明显交叠，勉强可以区分；(d)两个脉冲严重重叠，已无法区分

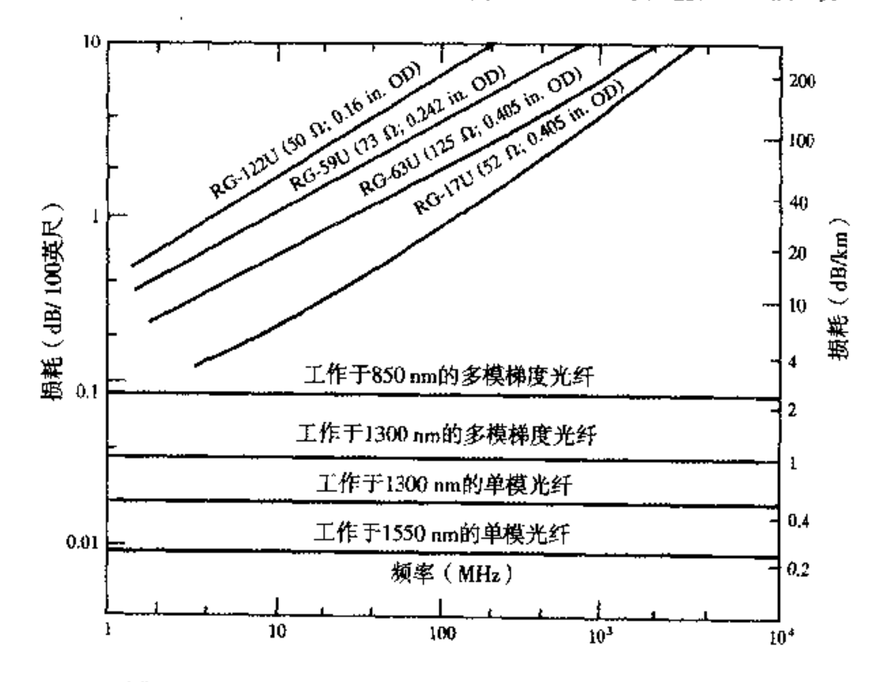


图 3.11 几种同轴电缆和几种类型的高带宽光纤的信号衰减比较，而信号衰减则是频率或数据速率的函数

通过检测短的光脉冲在光纤中传播时的形变，也可以分析出光纤携带信息的能力。因此在下面的讨论中，我们将主要从脉冲展宽的角度分析信号的失真，这也是分析数字传输系统的典型方法。

3.2.2 群时延

我们现在来看看调制光源的信号。假设被调制的光信号在光纤的输入端同等地激励起所有的模式，每种模式携带的光功率也是一样的，而且每种模式包含光源谱宽范围内所有的频谱分量，这样就相当于原信号使用同一种方法调制了光源的每一个频谱分量。当光信号在光纤中传播时，就可以把每一个频谱分量看成是独立传播的，那么在传播方向的单位距离上所经历的时延（或称为群时延），其表达式为[34]：

$$\frac{\tau_g}{L}=\frac{1}{V_g}=\frac{1}{c}\frac{d\beta}{dk}=-\frac{\lambda^2}{2\pi c}\frac{d\beta}{d\lambda} \tag{3.13}$$

等式中 L 是脉冲传播的距离，β 是光纤轴向的传播常数，$k=2\pi/\lambda$，而群速率则为[34]：

$$V_g=c\left(\frac{d\beta}{dk}\right)^{-1}=\left(\frac{\partial\beta}{\partial\omega}\right)^{-1} \tag{3.14}$$

它是脉冲的能量沿光纤传播的速率。

因为群时延是波长的函数，因此任何特定模式的任意频谱分量传播相同距离所需的时间都不一样。这种时延差所造成的后果就是光脉冲传播时延随时间的推移而展宽，而我们所关心的就是由群时延差引入的脉冲展宽的程度。

如果光源谱宽不是太宽，那么在传播路径上单位波长间隔产生的时延差可以近似表示为$d\tau_g/d\lambda$。对于谱宽为 $\delta\lambda$，以中心波长 λ_0 为中点的两个频谱分量，经过距离为 L 的传播后，时延差 $\delta\tau$ 为：

$$\delta\tau=\frac{d\tau_g}{d\lambda}\delta\lambda=-\frac{L}{2\pi c}\left(2\lambda\frac{d\beta}{d\lambda}+\lambda^2\frac{d^2\beta}{d\lambda^2}\right)\delta\lambda \tag{3.15a}$$

如果以角频率 ω 来表示，上式又可以写成：

$$\delta\tau=\frac{d\tau_g}{d\omega}\delta\omega=\frac{d}{d\omega}\left(\frac{L}{V_g}\right)\delta\omega=L\left(\frac{d^2\beta}{d\omega^2}\right)\delta\omega \tag{3.15b}$$

因子 $\beta_2\equiv d^2\beta/d\omega^2$ 是群速率色散参数，它决定了光纤中传播的脉冲的展宽程度（见附录 F ）。

如果光源谱宽$\delta\lambda$是用其均方根值表示的（见图4.12），则脉冲的展宽程度可以近似地由脉冲宽度的均方根值表示：

$$\sigma_g\approx\left|\frac{d\tau_g}{d\lambda}\right|\sigma_\lambda=\frac{L\sigma_\lambda}{2\pi c}\left|2\lambda\frac{d\beta}{d\lambda}+\lambda^2\frac{d^2\beta}{d\lambda^2}\right| \tag{3.16}$$

因子：

$$D=\frac{1}{L}\frac{d\tau_g}{d\lambda}=\frac{d}{d\lambda}\left(\frac{1}{V_g}\right)=-\frac{2\pi c}{\lambda^2}\beta_2 \tag{3.17}$$

称为色散系数。该系数所定义的脉冲展宽是波长的函数，其单位是皮秒每千米每纳米[ps/(nm·km)]，

这是材料色散和波导色散作用的结果。在很多理论分析中，要计算模内色散的值，都是先分别算出材料色散和波导色散，再通过简单的相加而得到的。实际上，这两种色散有着错综复杂的联系，折射率的色散特性（由此导致了材料色散）对波导色散同样有影响。但在检验材料和波导色散相互依存关系的实验[35]中我们发现，在不要求结果特别精确的条件下，总的模内色散可以在忽略其他色散影响的条件下，分别计算单一色散对信号失真的影响而得到，所得的结果是一个比较好的估计值。因此D可以表示成材料色散D_{mat}和波导色散D_{wg}之和，这是一个很好的近似。在下面的两个节中我们将分别讨论材料色散和波导色散。

3.2.3 材料色散

材料色散的产生是因为折射率是光波长的函数，图3.12中所示为石英的折射率随波长变化的曲线。又因为模式的群速率V_g是折射率的函数，所以模式中不同频谱分量的传播速率也是波长的函数[37]。因此，材料色散作为一种模内色散，其影响对于单模波导和LED系统（因为LED的发射谱宽比半导体激光器宽得多）显得尤为突出。

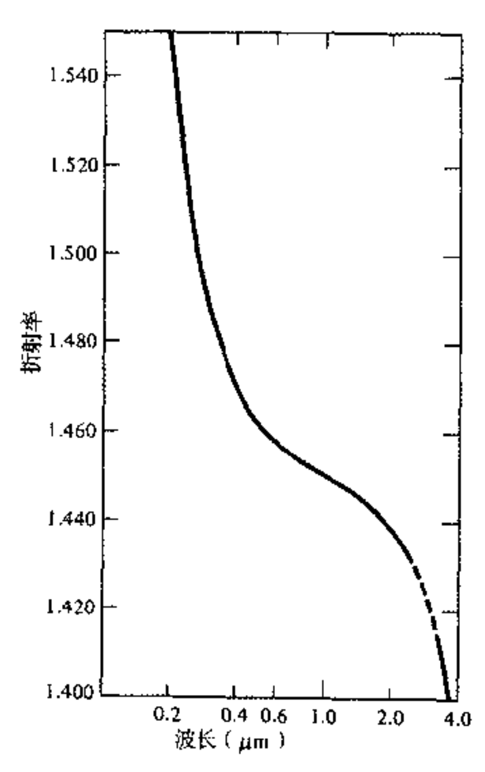


图3.12 石英材料的折射率随光波长变化的曲线图（经允许复制于I. H. Malitson, J. Opt. Soc. Amer., vol. 55, pp. 1205-1209, Oct. 1965）

为了计算材料引入的色散，我们设想一个平面波在无限延伸的电介质中传播，介质的折射率与纤芯折射率相同，均为$n(\lambda)$，则其传播常数β为：

$$\beta = \frac{2\pi n(\lambda)}{\lambda} \tag{3.18}$$

将这个β的表达式代入（3.13）式，并使$k=2\pi/\lambda$，得到因材料色散引起的群时延τ_{mat}为：

$$\tau_{\mathrm{mat}} = \frac{L}{c}\left(n - \lambda\frac{dn}{d\lambda}\right) \tag{3.19}$$

应用（3.16）式，在光源谱宽为σ_λ时，脉冲展宽σ_{mat}可以由群时延对波长的微分乘上σ_λ而得到：

$$\sigma_{\mathrm{mat}} \approx \left|\frac{d\tau_{\mathrm{mat}}}{d\lambda}\right|\sigma_\lambda = \frac{\sigma_\lambda L}{c}\left|\lambda\frac{d^2n}{d\lambda^2}\right| = \sigma_\lambda L\left|D_{\mathrm{mat}}(\lambda)\right| \tag{3.20}$$

等式中的$D_{\mathrm{mat}}(\lambda)$就是材料色散系数。

对于图3.12所示的石英材料，它在单位长度L和单位光源谱宽σ_λ上的材料色散在图3.13中给出。从（3.20）式和图3.13可以看出，选择发射谱宽较窄的光源（减小σ_λ）和较长的工作波长，是减小材料色散的有效途径[38]。

例3.4 作为一个例子，我们来考虑典型的GaAlAs型LED，其谱宽为40 nm，中心波长为800 nm，比值σ_λ/λ则为5%，从图3.13和（3.20）式可以得到它的脉冲展宽为4.4 ns/km。注意图中纯净的石英在波长1.27 μm处的材料色散为0。

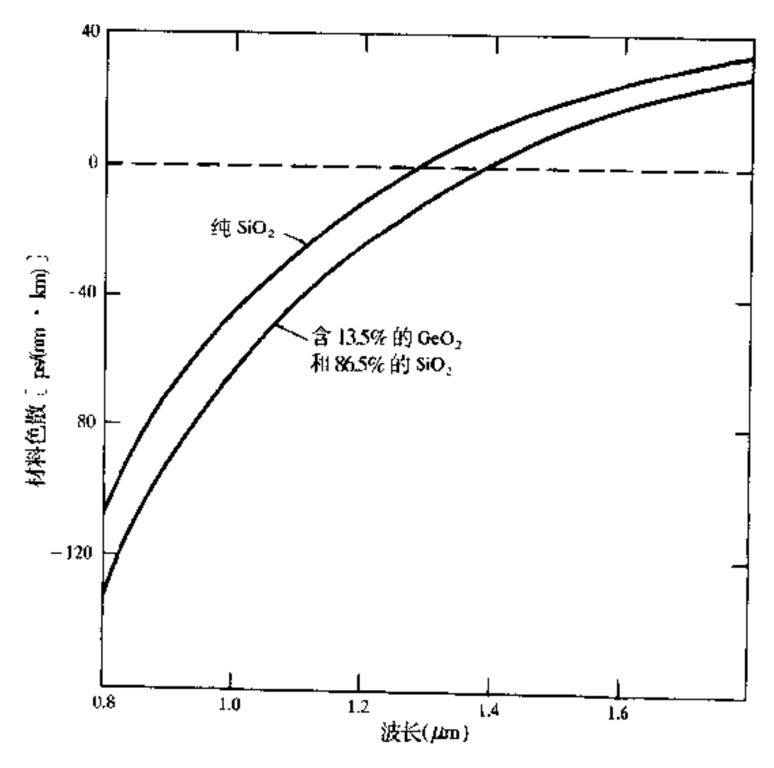


图3.13 两种材料的材料色散随光波长变化的曲线，一种是纯石英，另一种含13.5%的GeO_2和86.5%的SiO_2（经允许复制于J. W. Fleming, Electron. Lett., vol. 14, pp. 326-328, May 1978）

3.2.4 波导色散

为了考查波导色散对脉冲展宽的影响，我们可以近似地认为光纤中的折射率与波长无关。首先来考虑群时延，也就是某种模式在光纤中传播距离L所需的时间。为了使计算的结果具有一般性[37]，我们用归一化的传播常数b来表示群时延，其定义为：

$$b=1-\left(\frac{ua}{V}\right)^2=\frac{\beta^2/k^2-n_2^2}{n_1^2-n_2^2} \tag{3.21}$$

如果折射率差 $\Delta=(n_1-n_2)/n_1$ 非常小，上式可以近似写成为：

$$b\approx\frac{\beta/k-n_2}{n_1-n_2} \tag{3.22}$$

从（3.22）式中解出 β，得到：

$$\beta\approx n_2k(b\Delta+1) \tag{3.23}$$

因为我们假设 n_2 与波长无关，使用 β 的这个表达式，可以求出由波导色散引入的群时延 τ_{wg}：

$$\tau_{wg}=\frac{L}{c}\frac{d\beta}{dk}=\frac{L}{c}\left[n_2+n_2\Delta\frac{d(kb)}{dk}\right] \tag{3.24}$$

模式传播常数 β 可以由（2.54）式所示的特征方程求得，它通常是用归一化频率 V 来表示的，V 的定义由（2.57）式给出。下面我们将引进如下近似：

$$V=ka(n_1^2-n_2^2)^{1/2}\approx kan_2\sqrt{2\Delta}$$

这一近似只能用在 Δ 很小的情况中。将（3.24）式中的群时延用 V 表示，则可以得到：

$$\tau_{wg}=\frac{L}{c}\left[n_2+n_2\Delta\frac{d(Vb)}{dV}\right] \tag{3.25}$$

（3.25）式中的第一项是常数，第二项表示波导色散引入的群时延。因子 $d(Vb)/dV$ 可以表示为[37]：

$$\frac{d(Vb)}{dV}=b\left[1-\frac{2J_\nu^2(ua)}{J_{\nu+1}(ua)J_{\nu-1}(ua)}\right]$$

等式中 u 在（2.48）式中已经定义过，a 是光纤纤芯半径。图 3.14 中画出了几种 LP 模式中这一因子随 V 变化的曲线，从图中可以看出，对于相同的 V 值，不同导波模的群时延都不相同。当一个光脉冲进入光纤后，它的能量被分散到许多种导波模上，这些不同的模式以各自的群时延在不同的时刻到达光纤的另一端，从而使光脉冲发生展宽。对于多模光纤，波导色散与材料色散相比要小得多，因而可以忽略。

3.2.5 单模光纤中的信号失真

对于单模光纤，波导色散是重要的，它的量值可能与材料色散在同一个量级上。为了证明这一结论，下面我们来比较一下这两个色散因子。光源谱宽为 σ_λ 时的脉冲展宽 σ_{wg}，可以由群时延对波长求导而得到[37]，即：

$$\sigma_{wg}\approx\left|\frac{d\tau_{wg}}{d\lambda}\right|\sigma_\lambda=L\left|D_{wg}(\lambda)\right|\sigma_\lambda$$

$$= \frac{V}{\lambda}\left|\frac{d\tau_{wg}}{d\lambda}\right|\sigma_\lambda = \frac{n_2 L\Delta\sigma_\lambda}{c\lambda} V\frac{d^2(Vb)}{dV^2} \quad (3.26)$$

等式中 $D_{wg}(\lambda)$就是波导色散系数。

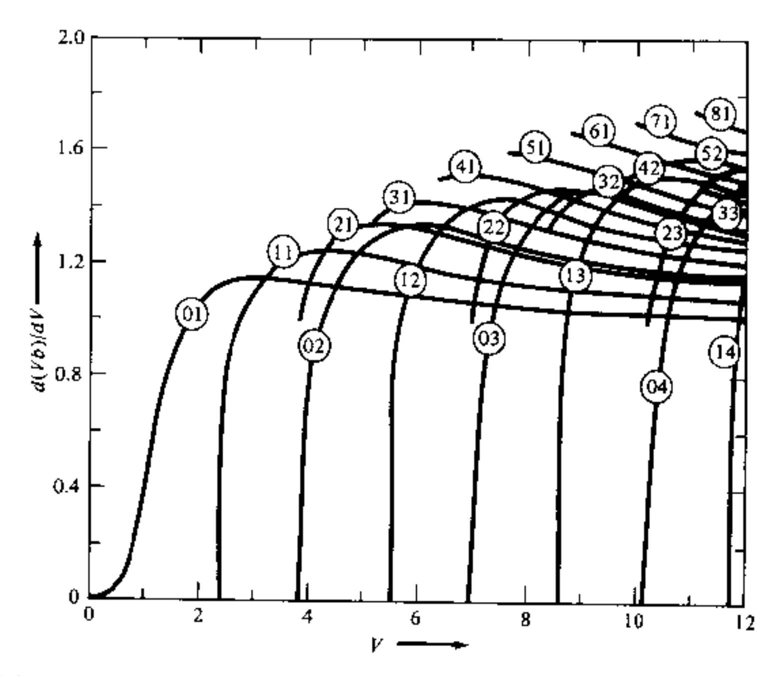


图 3.14　对于阶跃折射率光纤，由波导色散引入的群时延随 V 参数变化的曲线。标号为 jm 的曲线表示的是 LP_{jm} 模（经允许复制于Gloge[37]）

为了求出波导色散的影响，考虑归一化传播常数中的因子 ua 关于基模（HE_{11} 模或是 LP_{01} 模）的表达式，该因子可以近似为：

$$ua = \frac{(1+\sqrt{2})V}{1+(4+V^4)^{1/4}} \quad (3.27a)$$

将其代入（3.21）式，得到 HE_{11} 模的表达式：

$$b(V) = 1 - \frac{(1+\sqrt{2})^2}{\left[1+(4+V^4)^{1/4}\right]^2} \quad (3.27b)$$

图 3.15 给出了 b 及其导数 $d(Vb)/dV$、$Vd^2(Vb)/dV^2$ 随 V 变化的曲线。

例 3.5　根据（3.26）式，可以得到波导色散：

$$D_{wg}(\lambda) = -\frac{n_2\Delta}{c}\frac{1}{\lambda}\left[V\frac{d^2(Vb)}{dV^2}\right]$$

令 n_2=1.48，Δ =0.2%，从图 3.15 中可以看出，在 V=2.4 处，方括号中的值为 0.26，则可以计算出在波长 λ=1320 nm 处，$D_{wg}(\lambda)$=−1.9 ps/(nm · km)。

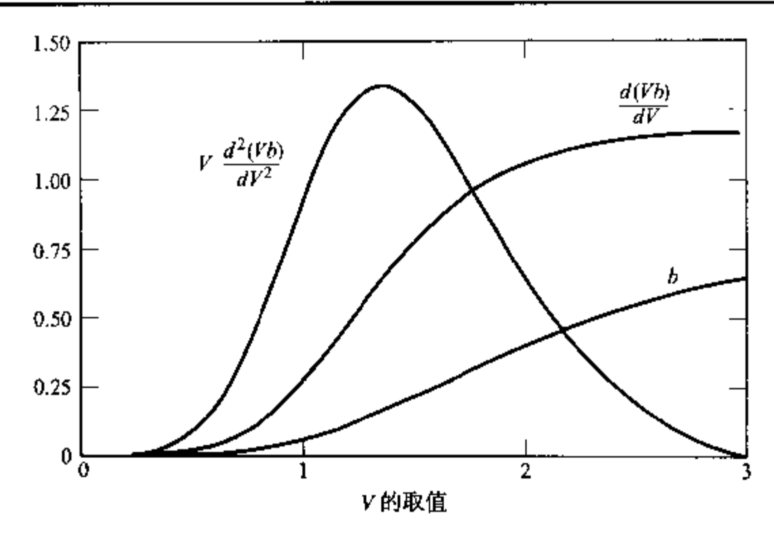


图 3.15 HE_{11}模中波导参数 b 及其导数 $d(Vb)/dV$、$Vd^2(Vb)/dV^2$ 随 V 变化的曲线

图3.16比较了熔融石英单模光纤在V=2.4时的波导色散和材料色散。根据图中比较的结果，我们可以看到对于标准的非色散位移光纤，波导色散在1320 nm处的作用尤为突出，因为在这一点上，两种色散因素的作用完全抵消，从而得到一个零色散点。然而在其他波长处，材料色散的影响都要大于波导色散，例如在900 nm和1550 nm处。注意这个图是在近似认为材料色散和波导色散具有可加性的条件下给出的。

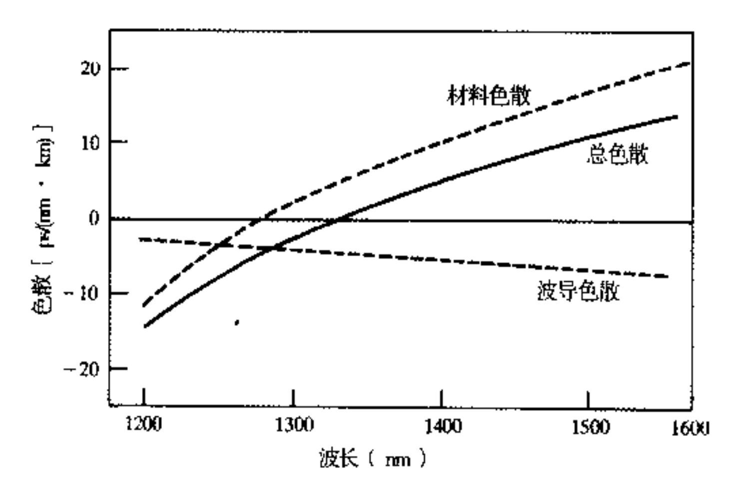


图 3.16 熔融石英单模光纤的波导色散和材料色散随光波长变化的曲线（经允许复制于Keck,[16] © 1985, IEEE）

3.2.6 偏振模色散

光信号中不同偏振状态的双折射现象是导致脉冲展宽的另一个因素。这种因素对于长途大容量的光纤链路（例如以10 Gb/s的速率传输数十公里）的影响尤为严重。这种链路系统一般工作在光纤的零色散波长附近。双折射的产生是因为光纤本身的缺陷，如纤芯的几何形状不规则、内部应力不均匀等，哪怕纤芯的非圆程度还不到1%，可在高速系统中的影响就很明显了。另外，外部的因素如弯曲、扭曲、挤压光纤时，也会导致双折射。在任何野外铺设的光纤中，上述这些影响都会不同程度地存在，所以在光纤线路上双折射的大小是不断变化的。

光信号的一个基本特性是它的偏振状态。所谓偏振指的是光信号中的电场矢量的取向，它会沿着光纤的长度显著变化。如图3.17所示，信号的能量在给定的波长处分解成两个正交的偏振模。由于沿着光纤方向的双折射程度不断变化，因此两个偏振模传播的速率稍有差别，而且偏振方向也会发生旋转。这两个正交的偏振模最终所产生的时延差$\Delta\tau$就会导致脉冲的展宽，这就是所谓的偏振模色散（PMD）[38,39]。如果我们用v_{gx}和v_{gy}来表示两个正交偏振模的群速率，则在经过距离L后两种模式分量所产生的时延差$\Delta\tau_{pol}$为：

$$\Delta\tau_{pol}=\left|\frac{L}{v_{gx}}-\frac{L}{v_{gy}}\right| \tag{3.28}$$

特别需要注意的一点是，PMD与色度色散相比，后者是光纤中一种相对稳定的现象，而PMD却是在随机变化的，因为双折射效应随着温度的变化而产生微扰。实际中我们看到的现象，就是在光纤输出端的PMD值随时间的随机起伏。因此（3.28）式所给出的$\Delta\tau_{pol}$表达式不能直接用来估算PMD，而只能使用统计推算的办法得到它的值。

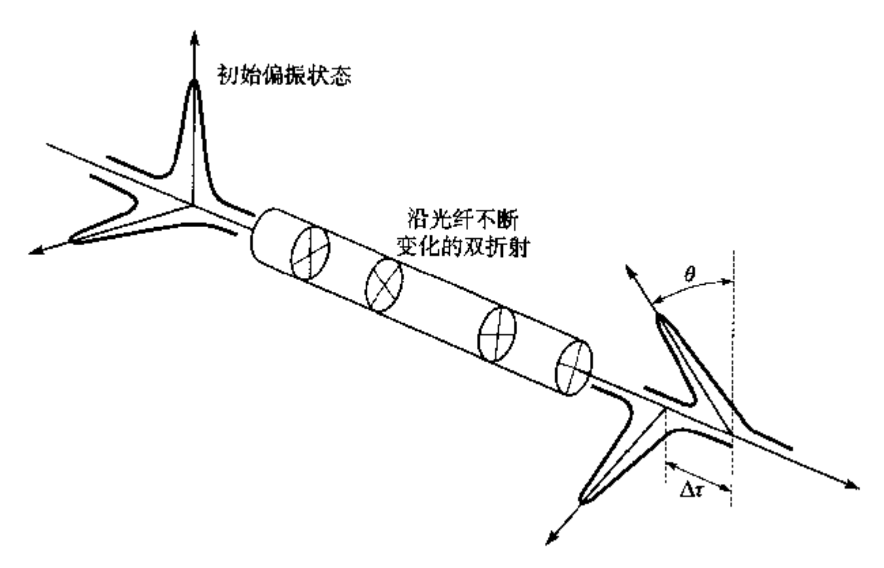


图3.17 光脉冲在双折射不断变化的光纤中传播时，其偏振状态的变化示意图

一种实用的表征长线路光纤PMD值的方法是利用微分群时延的平均值（参见第13章中PMD的测量技术），可以应用下式进行计算：

$$\langle\Delta\tau_{pol}\rangle\approx D_{PMD}\sqrt{L} \tag{3.29}$$

其中D_{PMD}是PMD参数的平均值，单位是ps/$\sqrt{\text{km}}$，典型值在0.1到1.0 ps/$\sqrt{\text{km}}$之间。作为一个例子，实验中我们测量了不同环境中三根光纤的PMD值[40]，在温控室中盘绕着的一根36 km长的光纤，一根48.8 km长的已铺设的光纤，还有一根暴露在空气中的48 km长的光纤，在12到15个小时内，所测得的PMD参数平均值分别为0.028、0.29和1.28 ps/$\sqrt{\text{km}}$。空气中光纤的PMD值之所以较大，是因为外界温度的突然变化和刮风引起的光纤摆动。平均值与瞬时值$\Delta\tau_{pol}$相比，后者会随时间和干扰源的变化而变化，而平均值则不会随时间或随产生原因而变化。

3.2.7 模间色散

最后一个导致信号劣化的原因是模间色散,它的产生是因为在同一频率点上不同模式具有不同的群时延。从图2.12中所示的阶跃折射率光纤的子午光线，我们可以得到很直观的印象：模式阶数越高，与光纤轴线之间的夹角越大，因而它的轴向群速率就越慢。模式之间的群速率差导致了群时延差，由此而产生模间色散。这种色散对单模光纤没有影响，但对多模光纤却是至关重要的。假设光束经过最长路径（最高阶模式经历）的时间为T_{max}，经过最短路径（基模经历）的时间为T_{min}，则模间色散可能产生的最大脉冲展宽即为两者之差。这可以简单地通过光线路径追踪得到，即：

$$\delta T_{mod} = T_{max} - T_{min} = \frac{n_1 \Delta L}{c} \tag{3.30}$$

需要注意的是，上面这个结果只考虑了子午光线的脉冲展宽，而忽略了偏斜光线的影响。

3.3 梯度折射率光波导中的脉冲展宽☆

对梯度折射率光波导中脉冲展宽的分析，因为纤芯折射率的径向变化而变得相当复杂。这种梯度折射率剖面的特性，使得多种模式可以在相对较大的纤芯内传播，并且有可能使其模间色散相当低。这样，在保持合理的发送功率和易于耦合的条件下，就可以实现高速数据的长距离传输。图2.10所示的光线传播路径可以解释模间色散减小的原因。因为纤芯边缘处的折射率较低，中心的折射率较高，光线在边缘传播的速率要大于中心的传播速率，这个结论可以从公式$v=c/n$中得出，v是折射率为n的介质中的光速。所以高阶模式虽然比基模要多传播一段距离，但它的平均速率也要高于基模。因此，高阶模与低阶模的时延差不会很大，模间色散也就随之减小。

梯度折射率光纤中脉冲展宽的均方根（rms）值σ可由下式得到[41]：

$$\sigma = (\sigma^2_{intermodal} + \sigma^2_{intramodal})^{1/2} \tag{3.31}$$

其中$\sigma_{intermodal}$是只考虑模间色散的均方根脉宽，$\sigma_{intramodal}$是只考虑模内色散的均方根脉宽。为了求得模间色散，我们将利用由Personick[41]推导的模间时延和脉冲展宽的关系式，即：

$$\sigma_{intermodal} = \left(\langle \tau_g^2 \rangle - \langle \tau_g \rangle^2 \right)^{1/2} \tag{3.32}$$

等式中的模式群时延τ_g由（3.13）式得到，但还需要给定模式的阶数(v, m)。如2.4.5节中所述，β_{vm}是（2.54）式所给出的模式方程的根。一般应有：

$$\frac{\tau_g(v,m)}{L} = \frac{1}{c}\frac{\partial \beta_{vm}}{\partial k}$$

其中$\langle \tau_g^2 \rangle$和$\langle \tau_g \rangle$分别指的是τ_g^2和τ_g在所有模式上的平均值，即：

$$\langle \tau_g^2 \rangle = \sum_{v,m} \frac{P_{vm}\tau_g^2(v,m)}{M} \tag{3.33a}$$

和

$$\langle\tau_g\rangle=\sum_{v,m}\frac{P_{vm}\tau_g(v,m)}{M} \qquad (3.33b)$$

等式中的 P_{vm} 代表标记为 $(v,\ m)$ 的模式所获得的功率，M 是光纤中的模式总数。为简便起见，我们将省略下标 v 和 m，因为下面我们假定所有的模式都是被同等激励的。

群时延的表达式为：

$$\tau_g=\frac{L}{c}\frac{\partial\beta}{\partial k} \qquad (3.34a)$$

它表示传播常数为 β 的某个模式，其能量传播距离 L 所用的时间。为了估算 τ_g，我们把 β 转化为如下形式[42]：

$$\beta=\left[k^2n_1^2-2\left(\frac{\alpha+2}{\alpha}\frac{m}{\alpha^2}\right)^{\alpha/(\alpha+2)}(n_1^2k^2\Delta)^{2/(\alpha+2)}\right]^{1/2} \qquad (3.34b)$$

或者等价地表示为：

$$\beta=kn_1\left[1-2\Delta\left(\frac{m}{M}\right)^{\alpha/(\alpha+2)}\right]^{1/2}$$

等式中的 m 是传播常数在 n_1k 到 β 之间的导波模数量，M 则是由（2.81）式给出的所有可能的导波模总数。将（3.34b）式代入（3.34a）式，其中 n_1 和 Δ 也是 k 的函数，则可以得到：

$$\begin{aligned}\tau_g&=\frac{L}{c}\frac{kn_1}{\beta}\left[N_1-\frac{4\Delta}{\alpha+2}\left(\frac{m}{M}\right)^{\alpha/(\alpha+2)}\left(N_1+\frac{n_1k}{2\Delta}\frac{\partial\Delta}{\partial k}\right)\right]\\&=\frac{LN_1}{c}\frac{kn_1}{\beta}\left[1-\frac{\Delta}{\alpha+2}\left(\frac{m}{M}\right)^{\alpha/(\alpha+2)}(4+\epsilon)\right]\end{aligned} \qquad (3.35)$$

等式中的 M 由（2.81）式给出，同时还需要定义下面两个量，即：

$$N_1=n_1+k\frac{\partial n_1}{\partial k} \qquad (3.36a)$$

$$\epsilon=\frac{2n_1k}{N_1\Delta}\frac{\partial\Delta}{\partial k} \qquad (3.36b)$$

注意到（2.46）式所给出的结果，导波模的传播常数 β 只能在 kn_2 和 kn_1 之间取值。n_2 和 n_1 只有细微的差别，可以用下式表示：

$$n_2=n_1(1-\Delta)$$

因为纤芯包层的折射率差 $\Delta \ll 1$，所以 $\beta\simeq n_1k$，于是我们就得到了下面的关系式：

$$y=\Delta\left(\frac{m}{M}\right)^{\alpha/(\alpha+2)}<<1 \tag{3.37}$$

为了将（3.35）式展开成幂级数，还需要下面的近似：

$$\frac{kn_1}{\beta}=(1-2y)^{-1/2}\simeq 1+y+\frac{3y^2}{2} \tag{3.38}$$

利用上面的这些结果，（3.35）式就可转化为如下形式：

$$\tau_g=\frac{N_1L}{c}\left[1+\frac{\alpha-2-\epsilon}{\alpha+2}\Delta\left(\frac{m}{M}\right)^{\alpha/(\alpha+2)}\right.$$
$$\left.+\frac{3\alpha-2-2\epsilon}{2(\alpha+2)}\Delta^2\left(\frac{m}{M}\right)^{2\alpha/(\alpha+2)}+O(\Delta^3)\right] \tag{3.39}$$

（3.39）式表明，如果只考虑到Δ的一次方项，要使模式群时延差为零则需满足下述条件：

$$\alpha=2+\epsilon \tag{3.40}$$

由于ϵ通常都很小，这就说明最小的模间色散可以在折射率剖面近似为抛物线时得到，此时的$\alpha\approx 2$。

如果我们假设所有的模式都是被同等激励的（即对所有的模式都有$P_{vm}=P$），而且模式的数量很大，则（3.33）式中的求和可化为积分。利用这些假设，将（3.39）式代入（3.32）式即可得到[42]：

$$\sigma_{\text{intermodal}}=\frac{LN_1\Delta}{2c}\frac{\alpha}{\alpha+1}\left(\frac{\alpha+2}{3\alpha+2}\right)^{1/2}$$
$$\times\left[c_1^2+\frac{4c_1c_2(\alpha+1)\Delta}{2\alpha+1}+\frac{16\Delta^2c_2^2(\alpha+1)^2}{(5\alpha+2)(3\alpha+2)}\right]^{1/2} \tag{3.41}$$

其中的c_1和c_2分别为：

$$c_1=\frac{\alpha-2-\epsilon}{\alpha+2}$$
$$c_2=\frac{3\alpha-2-2\epsilon}{2(\alpha+2)} \tag{3.42}$$

为了得出模内色散造成的脉冲展宽，我们使用如下定义[42]：

$$\sigma_{\text{intramodal}}^2=\left(\frac{\sigma_\lambda}{\lambda}\right)^2\left\langle\left(\lambda\frac{d\tau_g}{d\lambda}\right)^2\right\rangle \tag{3.43}$$

等式中σ_λ是光源的均方根谱宽。（3.39）式可以用来计算$\lambda\, d\tau_g/d\lambda$，如果忽略掉Δ所有的二次方项和高阶项，可以得到下面的结果：

$$\lambda\frac{d\tau_g}{d\lambda}=-\frac{L}{c}\lambda^2\frac{d^2n_1}{d\lambda^2}+\frac{N_1L\Delta}{c}\frac{\alpha-2-\epsilon}{\alpha+1}\frac{2\alpha}{\alpha+1}\left(\frac{m}{M}\right)^{\alpha/(\alpha+2)} \tag{3.44}$$

这里我们仅仅保留了最大的一项，也就是那些包含 $d\Delta/d\lambda$ 和 $\Delta dn_1/d\lambda$ 的项小到可以忽略不计。当 α 很大时，(3.44)式中的两项对 $\lambda d\tau_g/d\lambda$ 的结果都有较大影响，这是因为 $\lambda^2d^2n_1/d\lambda^2$ 与 Δ 在同一数量级上。然而当 α 近似为2时，(3.44)式中第二项的影响就要比第一项小得多。

为了估算 $\sigma_{\text{intramodal}}$ 的值，我们也假设所有的模式都是被同等激励的，将(3.33)式中的求和替换为积分，这样将(3.44)式代入(3.43)式可以得到[42]：

$$\sigma_{\text{intramodal}}=\frac{L}{c}\frac{\sigma_\lambda}{\lambda}\left[\left(-\lambda^2\frac{d^2n_1}{d\lambda^2}\right)^2-N_1c_1\Delta\left(2\lambda^2\frac{d^2n_1}{d\lambda^2}\frac{\alpha}{\alpha+1}-N_1c_1\Delta\frac{4\alpha^2}{(\alpha+2)(3\alpha+2)}\right)\right]^{1/2} \tag{3.45}$$

Olshansky 和 Keck[42a] 对一根数值孔径为0.16的掺钛石英光纤在 λ=900 nm 处的 σ 进行了计算，得到了它随 α 变化的曲线，如图3.18所示。其中那条未经调整的曲线代表 ϵ=0时的模间色散（不包括材料色散）。如果考虑 ϵ 的影响，则曲线将被平移到较大的 α 值处。光源谱宽对均方根脉宽的影响可以从图3.18中看得非常清楚，三种光源分别是LED、注入式半导体激光器和分布反馈式激光器，其均方根谱宽分别为15、1和0.2 nm，因此采用这些光源时，其数据传输容量分别近似为0.13、2和10(Gb・km)/s。

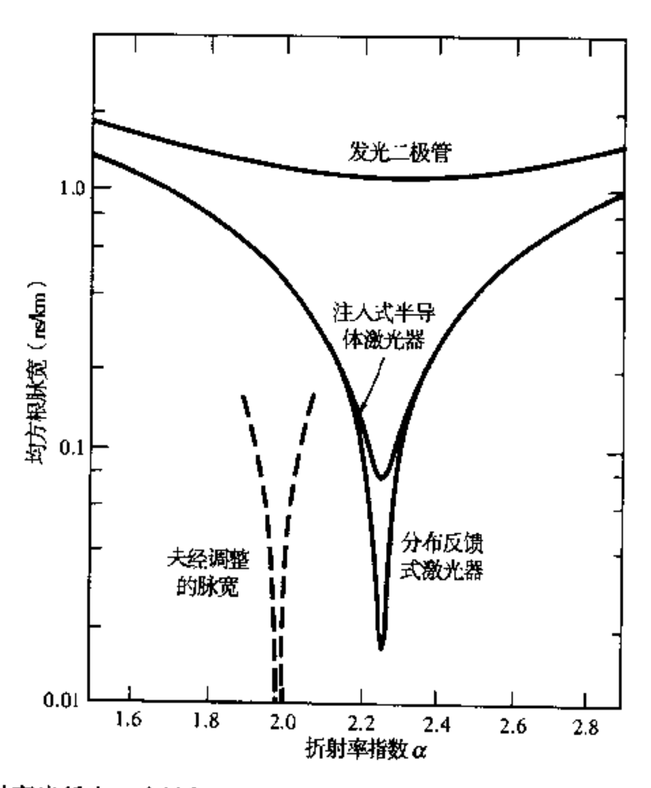


图3.18　梯度折射率光纤中，在波长900 nm处脉冲展宽的均方根值随折射率参数 α 变化的曲线。其中未调整脉冲宽度的曲线表示 ϵ=0及只考虑模式色散的特殊情况，而其他的曲线则包括了材料色散，所用光源分别是LED、注入式半导体激光器和分布反馈式激光器，各自的均方根谱宽分别为15、1和0.2 nm（经允许复制于Olshansky和Keck[42a]）

使脉冲展宽最小的α值取决于波长，为了说明这一点，我们来看看梯度折射率光纤的结构。这种结构的一个简化模型就是由很多层同轴圆柱形石英玻璃组成的纤芯，各层的成分不一样，其折射率随波长λ变化的特性也不一样。因而对于给定的折射率剖面α，使用不同的波长就会导致不同的脉冲展宽，这就是所谓的折射率剖面色散。图3.19中给出了一个GeO_2-SiO_2光纤[49]的例子，从中可以看出随着波长的增加，α的最优值呈下降趋势。假如我们需要用900 nm波长的光进行传输，则应使用在900 nm处有最佳折射率剖面α_{opt}的光纤，其可用带宽在900 nm处有一个尖锐的峰值。如果使用欠补偿的光纤，即$\alpha>\alpha_{opt}$（900 nm处），则其可用带宽的峰值出现在较短的波长处；反之，如果使用过补偿的光纤，其$\alpha<\alpha_{opt}$（900 nm处），则其可用带宽峰值在较长的波长处出现。

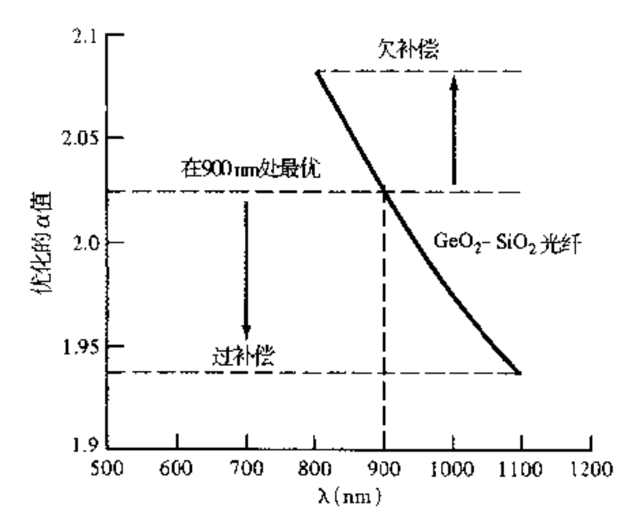


图3.19 GeO_2-SiO_2梯度折射率光纤中因为折射率剖面色散的影响，α的最优值随波长的变化曲线（经允许复制于Cohen，Kaminow，Astle，and Stulz，[43] © 1978，IEEE）

如果忽略材料色散的影响（即$dn_1/d\lambda=0$），则最优折射率剖面因子的表达式可以通过求（3.41）式作为α函数的最小值而得到，由此可以得到[42]：

$$\alpha_{opt}=2+\epsilon-\Delta\frac{(4+\epsilon)(3+\epsilon)}{5+2\epsilon} \tag{3.46}$$

如果令$\epsilon=0$且$dn_1/d\lambda=0$，则（3.41）式可以简化为：

$$\sigma_{opt}=\frac{n_1\Delta^2L}{20\sqrt{3}c} \tag{3.47}$$

这个结果可以和阶跃折射率光纤中的色散相比较，在（3.41）式中令$\alpha=\infty$及$\epsilon=0$，得到：

$$\sigma_{step}=\frac{n_1\Delta L}{c}\frac{1}{2\sqrt{3}}\left(1+3\Delta+\frac{12\Delta^2}{5}\right)^{1/2}\simeq\frac{n_1\Delta L}{2\sqrt{3}c} \tag{3.48}$$

利用（3.47）式和（3.48）式所做的假设，可得：

$$\frac{\sigma_{step}}{\sigma_{opt}}=\frac{10}{\Delta} \tag{3.49}$$

因为典型的Δ值为0.01，所以由上式可以看出，梯度折射率光纤的信息容量比阶跃折射率光纤大约要高三个数量级。如果Δ =1%，则阶跃折射率光纤中的均方根脉冲展宽为14 ns/ km左右，而梯度折射率光纤的只有0.014 ns/ km。实际上因为制造工艺上的困难，这些值要大一些。例如，理论上预测的可用带宽为8 GHz · km，但由于制造过程中一些不可避免的微小偏差，会使折射率剖面稍稍偏离它的最佳设计，这样其可用带宽就会急剧下降。图3.20中画出了Δ为1%、1.3%和2%时带宽随剖面参数α变化的曲线，α只不过变化百分之几，带宽就会下降一个数量级。

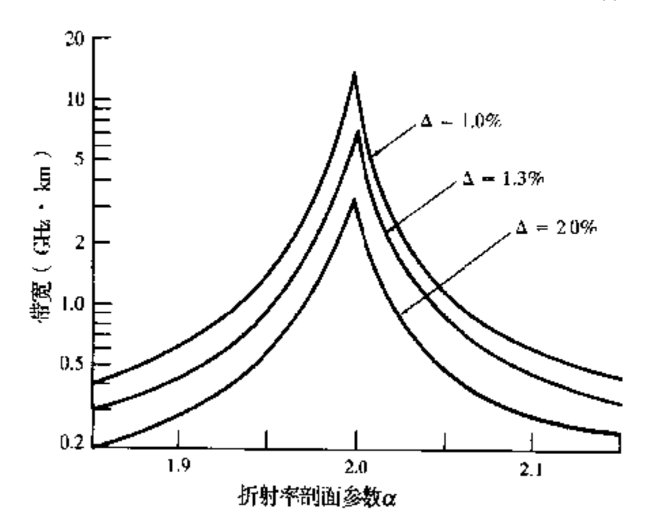


图3.20　梯度折射率光纤中Δ为1%、1.3%和2%时，可用带宽随折射率剖面的稍许偏差而变化的曲线（经允许复制于Marcuse和Presby[44]）

3.4　模式耦合☆

在实际的光纤传输系统中，从光纤的发送端开始经过一定距离以后，脉冲展宽的速率比理论值要慢一些，这是由模式耦合和模式损耗的差异而引起的[45,46]。在这段光纤内，能量从一种模式耦合到另一种模式，其原因可能是光纤结构的不完善、纤芯直径和折射率的变化或是成缆时引入的微弯等。模式耦合的结果是使所有模式的传播时延趋向于平均化，因此就减小了模间色散。与模式耦合一同发生的还有一种附加损耗，它常用h来表示，单位是dB/km。这两种因素共同作用的结果是，在经过一个耦合长度L_c以后，脉冲展宽与L的相关性变为与（L_cL）$^{1/2}$的相关性。

当传播距离$Z<L_c$时，模式耦合对脉冲展宽的改善作用与附加损耗hZ的关系可用下式表示：

$$hZ\left(\frac{\sigma_c}{\sigma_0}\right)^2 = C \tag{3.50}$$

其中C是常数，σ_0是无模式耦合时的脉冲展宽，σ_c是强模式耦合时的脉冲展宽，hZ是模式耦合引入的附加损耗。（3.50）式中的常数C与所有的尺寸参量和折射无关，而仅与光纤的剖面形状、模式耦合的强度及模式损耗有关。

对于长距离光纤，模式耦合对脉冲展宽的影响是十分显著的。图3.21显示了梯度折射率光纤中，在不同的附加损耗下这种影响的作用，图中所示光纤的参数为：Δ =1%，α=4，C=1.1。耦合损耗的值h必须经过实验来确定，这是因为在计算时需要了解模式耦合的详细情况。通过测量光纤在不同位置的带宽，可以得到L_c的值，它的范围大概在100 m到550 m之间。

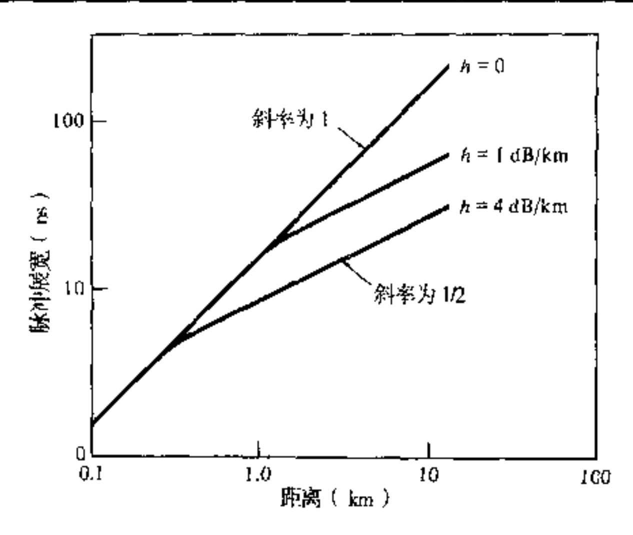


图3.21 在几种不同的耦合损耗条件下，长距离光纤中模式耦合对脉冲展宽的影响

需要特别注意的一点是，在光纤链路中的连接器、熔接头和其他无源光器件中都会发生模式耦合及功率的再分布，这对整个系统的带宽会有很大的影响[47-49]。

3.5 单模光纤的优化设计

因为电信公司在他们的网络中主要采用单模光纤作为光传输介质，也因为单模光纤在微波速率的本地应用[50]中的重要地位，这一节将介绍单模光纤的基本设计过程及工作特性。单模光纤的优点包括较长的使用寿命，极低的损耗，高质量的信号传输和最大的带宽距离积。这里，我们将研究下列参数的优化设计问题，这些参数是截止波长、色散、模场直径及弯曲损耗。

3.5.1 折射率剖面

在设计单模光纤时，色散特性是应考虑的最主要的特性之一，因为它是制约传输距离和极高速传输的首要因素。比较图3.3和图3.16，我们可以看到单模石英光纤在1300 nm处有最小的色散值，而在1550 nm处的损耗值达到最小，但色散值较大。理想状况下，为了实现长途大容量传输，在某一波长处损耗达到最小时其色散也应为零值。为了达到这一目标，我们可以调整光纤的参数值，将其零色散波长移至较长的波长处。

最基本的材料色散难以有显著的改变，但是将原先简单的阶跃折射率剖面改为较复杂的折射率剖面[13,51-57]，就有可能改变波导色散的值。因此研究人员测试了多种纤芯和包层折射率剖面的光纤，得到了不同的色散特性，图3.22给出了四种主要类别的典型折射率剖面：1300 nm最优化光纤、色散位移光纤、色散平坦光纤和大有效面积光纤。为了使读者看得更清楚些，图3.23给出了几种单模光纤的三维折射率剖面图。

在电信网络中使用得最为广泛的单模光纤是折射率近似为阶跃的光纤，它在1300 nm波长处具有最优的色散特性。这些1300 nm最优化单模光纤可以设计成匹配的包层[13,51,52]或凹陷的包层[53,54]，如图3.22(a)、3.23(a)和3.23(b)所示。匹配包层光纤的包层折射率保持不变，其典型的模场直径为9.5 μm，纤芯包层折射率差为0.37%左右。凹陷包层光纤的内包层折射率要低于外包层，模场直径大约为9 μm，典型的正负折射率差分别为0.25%和0.12%。

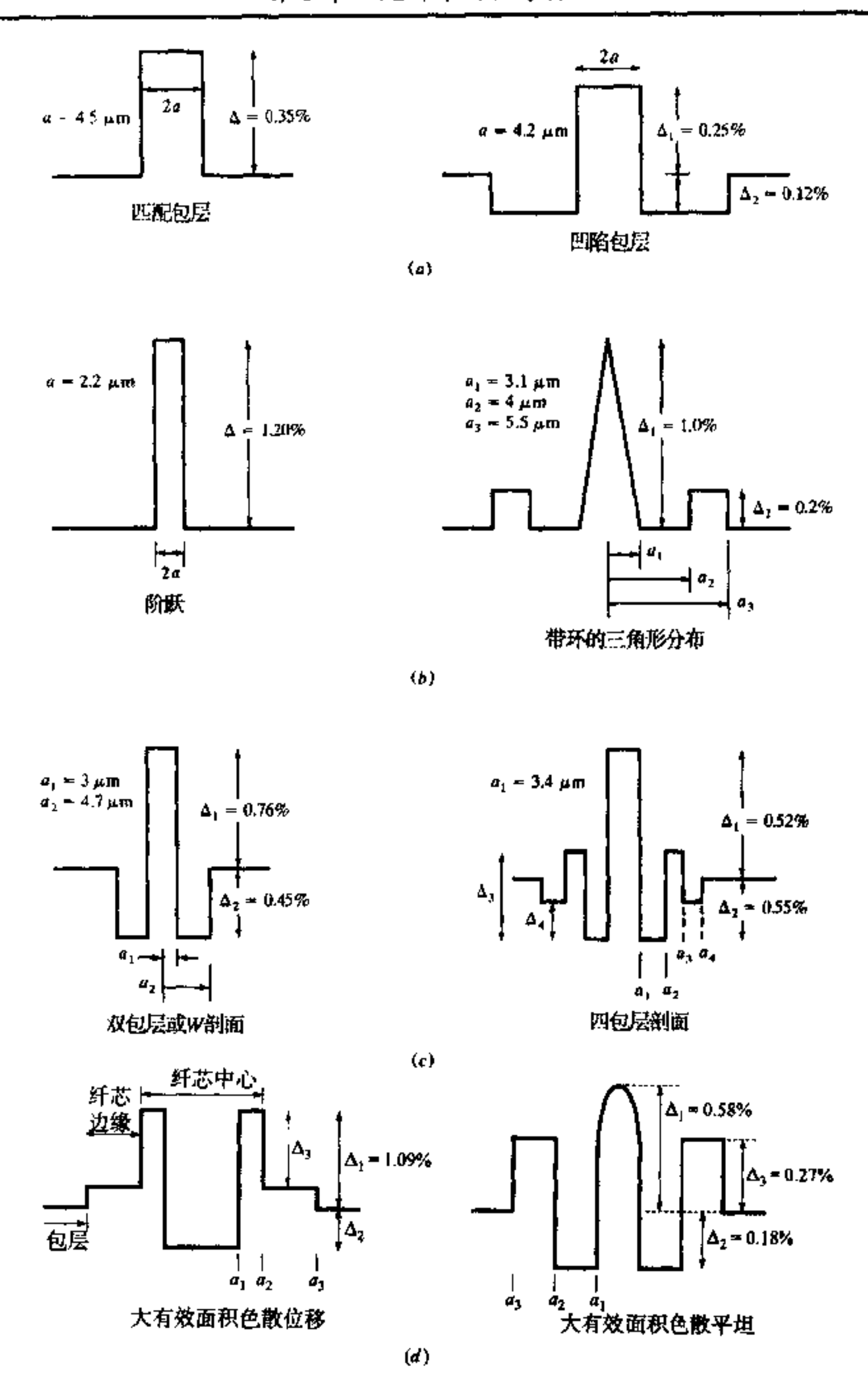


图 3.22　几种有代表性的折射率剖面：(a) 1300 nm 最优化光纤；(b) 色散位移光纤；(c) 色散平坦光纤；(d) 大有效面积光纤

正如我们在（3.20）式和（3.26）式中看到的，材料色散仅与材料的成分有关，而波导色散取决于纤芯半径、折射率差及折射率剖面的形状。因此当我们改变光纤的设计参数时，波导色散会有很大的变化。如果将光纤设计为具有较高的波导色散，同时假设材料色散保持不变，这样就可将波导色散和材料色散之和的零色散点移至较长的波长处，这种光纤就是所谓的色散位移光纤[52,55-58]。图 3.22(b)和 3.23(c)中给出了色散位移光纤的折射率剖面的例子。图 3.24(a)中有这种光纤的典型波导色散曲线，其总的色散曲线则由图 3.24(b)给出，其零色散波长为 1550 nm。

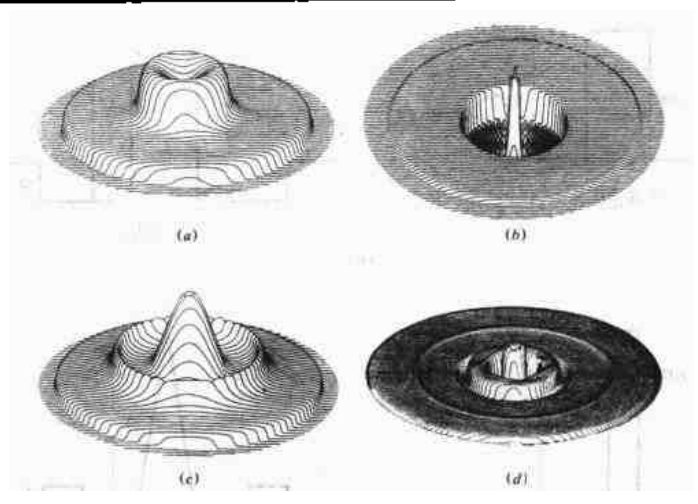


图 3.23 几种有代表性的三维折射率剖面：(a) 匹配包层的 1300 nm 最优化光纤；(b) 凹陷包层的 1300 nm 最优化光纤；(c) 三角形折射率的色散位移光纤；(d) 四包层的色散平坦单模光纤（经允许，(a)和(c)复制于 Corning，Inc.，(b)复制于 York Technology，(d)复制于 H. Lydtin，J. Lightwave Tech.，vol. LT-4，pp. 1034-1038，Aug. 1986，© 1986，IEEE）

另一种减小色散的办法是使色散的最小值保持在较大的波长范围内，这就是所谓的色散平坦[59,60]。正因为要在较大的波长范围内考虑色散值，色散平坦光纤的设计较之色散位移光纤更为复杂。尽管其比较复杂，但我们还是需要这种宽波长范围内的色散特性。图3.22(c)和3.23(d)分别给出了这种光纤二维和三维的折射率剖面。在图3.24(a)中有这种光纤的典型波导色散曲线，而其总色散平坦的特性则如图 3.24(b)所示。

工作在1550 nm波长的光纤放大器的出现（见第11章）以及对长距离大容量光纤链路的需求，导致了大有效面积纤芯的单模光纤[61-64]的发展。推动大有效面积光纤发展的动力在于它可以减小光纤的非线性影响，而非线性效应是对系统容量的又一制约因素。有关非线性问题我们将在第 12 章中进行详细讨论。图3.22(d)中给出了大有效面积（LEA）光纤的两种折射率剖面。常规单模光纤的有效纤芯面积大约为 55 μm^2，而这种光纤可以达到 100 μm^2。

3.5.2 截止波长

第一高阶模或次最低阶模（LP_{11}）的截止波长，对于单模光纤是一个非常重要的传输参数，它决定了单模传输或多模传输的条件[65-67]。正如我们从（2.58）式中所看到的，单模传输在波长比理论截止波长要长的条件下发生，理论截止波长由下式给出：

$$\lambda_{c;\mathrm{th}} = \frac{2\pi a}{V}(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \tag{3.51}$$

对于阶跃折射率光纤，V=2.405。在这个波长处，只有 LP_{01} 模（也就是 HE_{11} 模）能在光纤中传播。

由于在截止范围内，LP_{11} 模的场扩散到光纤的整个横截面上（也就是未被紧密地制约于纤芯内），光纤的弯曲、长度和成缆时的影响会使其产生极大的损耗。ITU-T[66] 的 G.650 建议和 EIA-455-80A 标准[67]中给出了确定有效截止波长 λ_c 的方法。测量装置中包括一根 2 m 长的光纤，光纤中含有一个 14 cm 半径的环或是能构成一个完整环的相连的几段弧；一个波长可调光源，其半高全宽（FWHM）线宽不超过 10 nm，这样当光射入光纤时，就能同等地激励 LP_{01} 模和 LP_{11} 模。

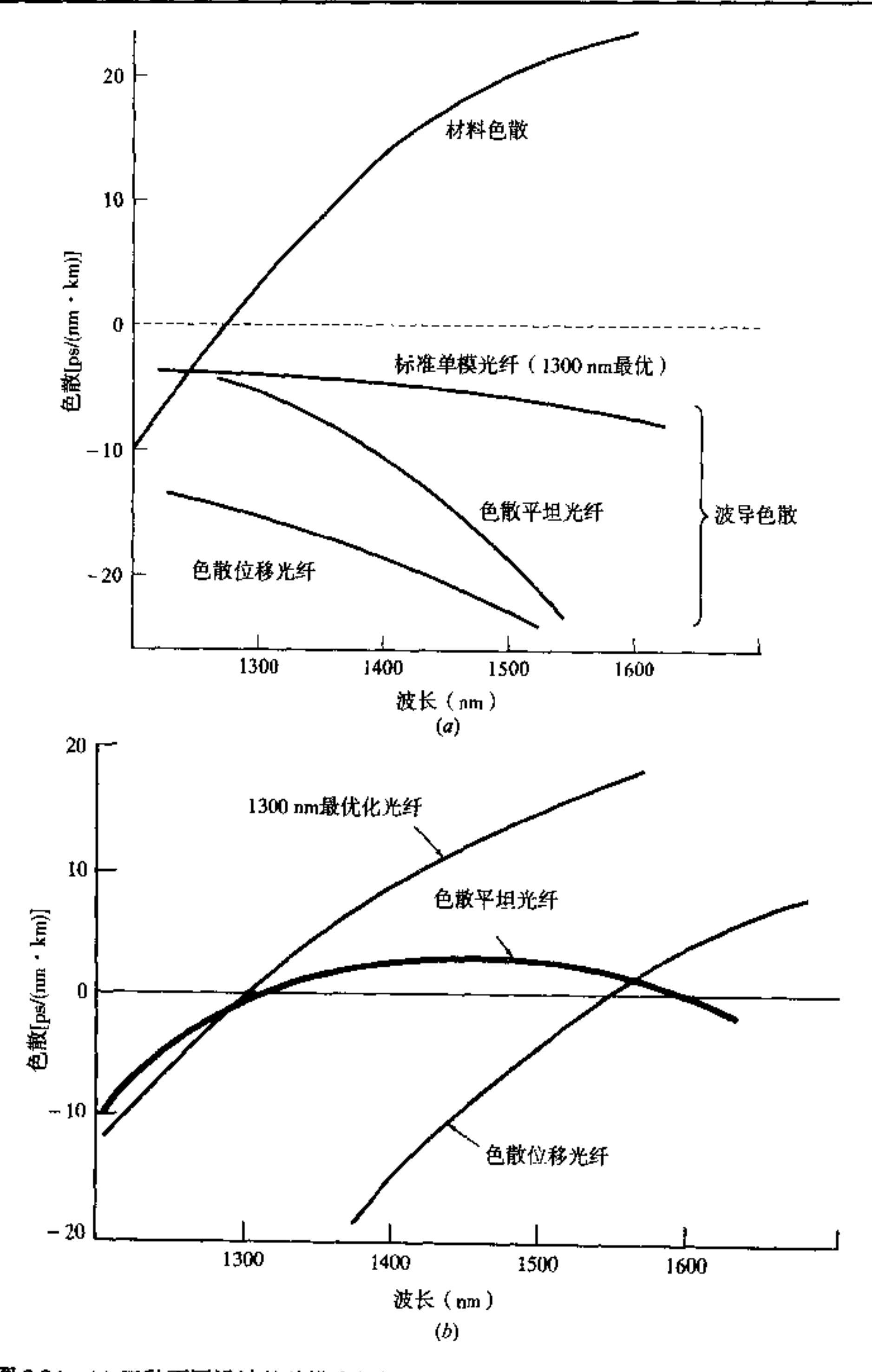


图 3.24　(a) 三种不同设计的单模光纤的典型波导色散及相同的材料色散；(b) 总色散

首先，在截止波长的预期值周围的很大范围内，测量不同波长时的输出光功率 $P_1(\lambda)$，然后再将光纤绕出一个半径很小的环，使之滤掉LP_{11}模，并在同样的波长范围内测量不同波长时的输出光功率 $P_2(\lambda)$。其中小环半径的典型值为30 mm。应用这种方法，可以得到功率 $P_1(\lambda)$和 $P_2(\lambda)$之比的对数值 $R(\lambda)$，也就是：

$$R(\lambda)=10\log\left[\frac{P_1(\lambda)}{P_2(\lambda)}\right] \tag{3.52}$$

图 3.25 中给出了 $R(\lambda)$的典型曲线。有效的截止波长 λ_c 定义为当高阶的 LP_{11} 模相对于基模 LP_{01} 模的功率降到 0.1 dB，即 $R(\lambda)$=0.1 dB 时的最大波长，如图 3.25 所示。建议 λ_c 的值取在 1100 nm 到 1280 nm 之间，以避免模式噪声和色散的影响。

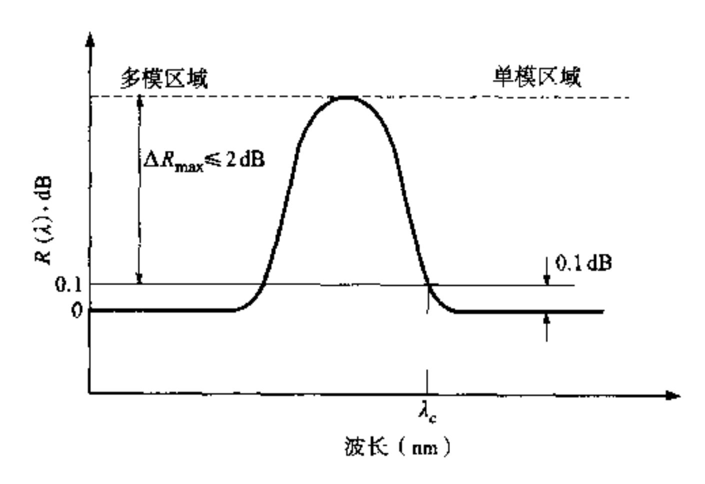


图 3.25　使用弯曲参考（或单模参考）传输方法确定截止波长时，典型的损耗比－波长曲线，其最大比值与截止点比值的差不应小于 2 dB

3.5.3　色散计算

如 3.5.1 小节所述，单模光纤中的总色散主要由材料色散和波导色散构成，由这两种色散构成的模内色散（或称为色度色散）可用下式表示[58,66,68-70]：

$$D(\lambda)=\frac{d\tau}{d\lambda} \tag{3.53}$$

等式中 τ 为所测得的单位长度光纤中的群时延（这个式子与 3.2 节中所给的公式相差一个因子 L），色散系数的单位一般用 ps/(nm · km)。光脉冲在光纤中经过距离 L 所产生的展宽 σ 为：

$$\sigma=D(\lambda)L\sigma_\lambda \tag{3.54}$$

其中 σ_λ 是光源的半功率谱宽。为了测得色散值，必须在所需的波长范围内测出脉冲的时延。

正如图 3.24 所示，色散特性不仅与波长有关，而且也与光纤类型有关，因此 EIA 和 ITU-T 对不同类型的光纤在不同的波长区域的色度色散推荐了不同的计算公式。例如对于非色散位移光纤（EIA 将其称为 Class IVa 光纤），要计算其在 1270 nm 到 1340 nm 区域内的色散，这些标准推荐了一个计算单位长度上群时延的 Sellmeier 方程式[66]，它由如下三项构成：

$$\tau=A+B\lambda^2+C\lambda^{-2} \tag{3.55}$$

等式中的 A、B 和 C 为曲线适配参数，由实测值确定。另一个与之等价的表达式为：

$$\tau = \tau_0 + \frac{S_0}{8}\left(\lambda - \frac{\lambda_0^2}{\lambda}\right)^2 \tag{3.56}$$

其中 τ_0 是零色散波长 λ_0 处的相对时延最小值，S_0 是色散斜率 $S(\lambda)=dD/d\lambda$ 在 λ_0 处的值，其单位是 ps/(nm² · km)。应用（3.53）式，则非色散位移光纤的色散值为：

$$D(\lambda) = \frac{\lambda S_0}{4}\left[1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^4\right] \tag{3.57}$$

而要计算色散位移光纤（EIA 将其称为 Class IVb 光纤）在 1500 nm 到 1600 nm 区域内的色散，上述标准推荐使用如下的一个二次方程作为时延的计算公式[66]：

$$\tau = \tau_0 + \frac{S_0}{2}(\lambda - \lambda_0)^2 \tag{3.58}$$

由此可以推导出色散系数表达式：

$$D(\lambda) = (\lambda - \lambda_0)S_0 \tag{3.59}$$

注意附录 F，其中给出了三阶色散 β_3 的表达式：

$$\beta_3 = \frac{\lambda^2}{(2\pi c)^2}\left[\lambda^2 S_0 + 2\lambda D\right] \tag{3.60}$$

当测量一组光纤时，所得的 λ_0 的值将在 $\lambda_{0,min}$ 到 $\lambda_{0,max}$ 之间，图 3.26 中所示的是一组非色散位移光纤在 1270 nm 到 1340 nm 波长区域内的色散值范围。标准非色散位移光纤的 S_0 的典型值为 0.092 ps/(nm² · km)，对于色散位移光纤，这个值在 0.06 到 0.08 ps/(nm² · km)之间。在 ITU-T 的 G.652 建议中，规定了 1285 nm 到 1330 nm 区域内允许的最大色散为 3.5 ps/(nm · km)，在图 3.26 中以虚线表示。

图 3.27 显示了单模光纤中控制色散的重要性。当光脉冲在光纤中传播时，由于材料色散和波导色散导致了不同频率成分有不同的传播速度，因此脉冲会展宽。如（3.54）式所示，光源的谱宽 σ_λ 越宽，色散越严重，这一点从图 3.27 中可以看出。

3.5.4　模场直径

在 2.5.1 小节中我们定义了单模光纤的模场直径。因为模场直径概念考虑了渗透到包层中的那部分场与波长间的依存关系，所以常用来描述单模光纤的功能特性。图 3.28 中给出了 1300 nm 最优化光纤、色散位移光纤和色散平坦光纤的模场直径随波长变化的曲线。

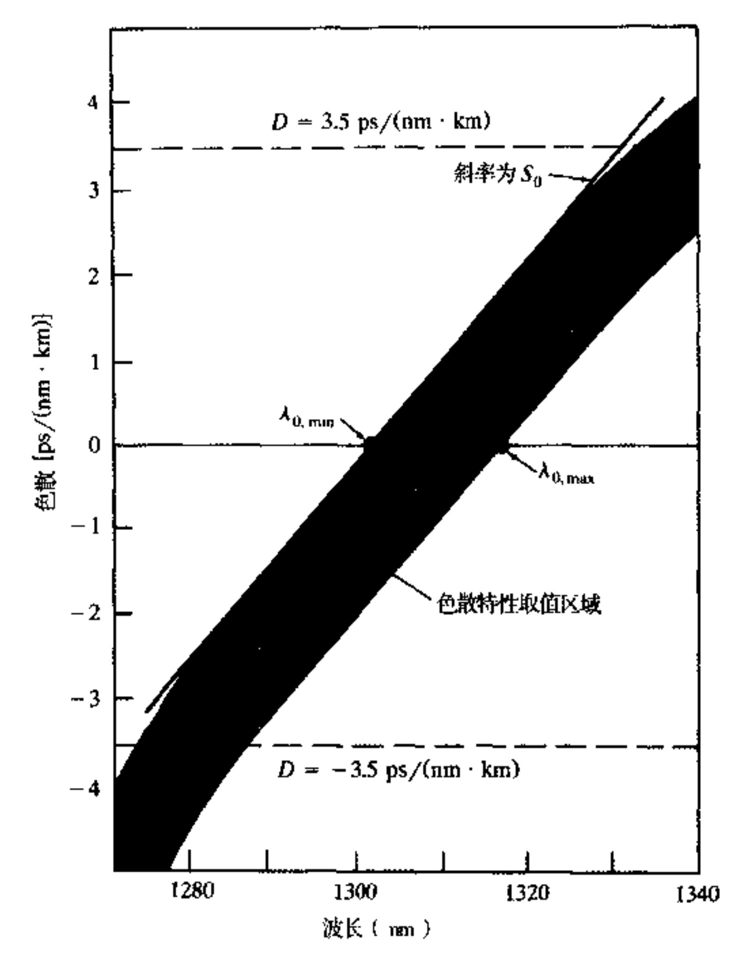


图 3.26 一组单模光纤的色散特性曲线，其中两条稍有弯曲的曲线是求解（3.57）式得到的，S_0是$D(\lambda)$在零色散波长λ_0处的斜率

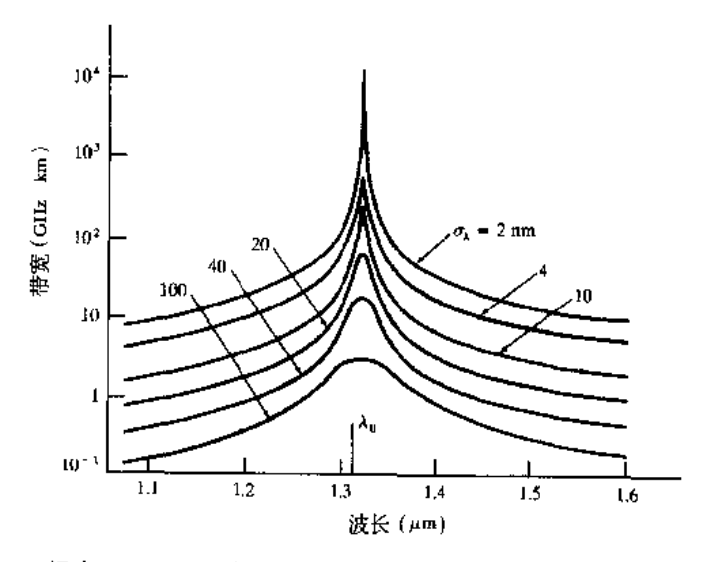


图 3.27 一根在 1300 nm 处有最小色散值的单模光纤在不同光源谱宽σ_λ时的带宽-波长曲线（经允许复制于Reed, Cohen, and Shang,[56] © 1987, AT&T）

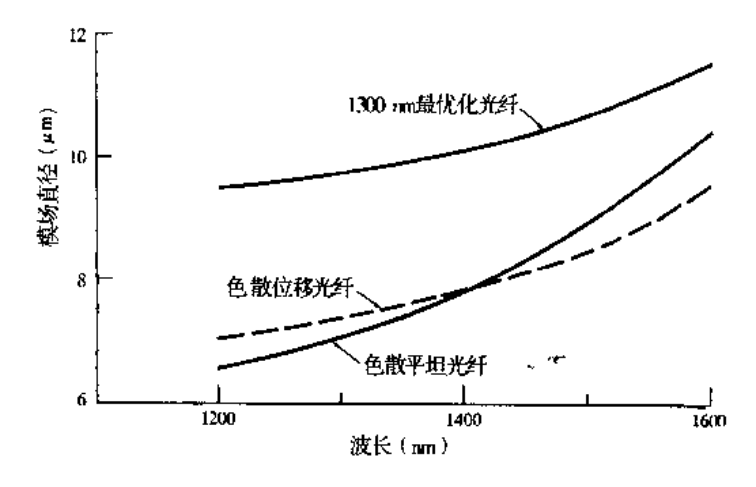


图 3.28　几种光纤的模场直径随波长变化的典型曲线：(a) 1300 nm 最优化光纤；(b) 色散位移光纤；(c) 色散平坦光纤

3.5.5　弯曲损耗

宏观弯曲和微观弯曲的损耗[19-25]在设计单模光纤时也需要着重考虑。这些损耗主要表现在1550 nm的波长区域内，而且当光纤的曲率半径小于某一临界值时，损耗会急剧增加。光纤的截止波长相对于工作波长越小，光纤对弯曲越敏感。例如，对于1300 nm最优化光纤，在1550 nm处的宏观和微观弯曲损耗比1300 nm处的要大3到5倍，如图3.29所示。因此一根光纤可能在1300 nm处很好地传输，而在1550 nm处却有极大损耗。

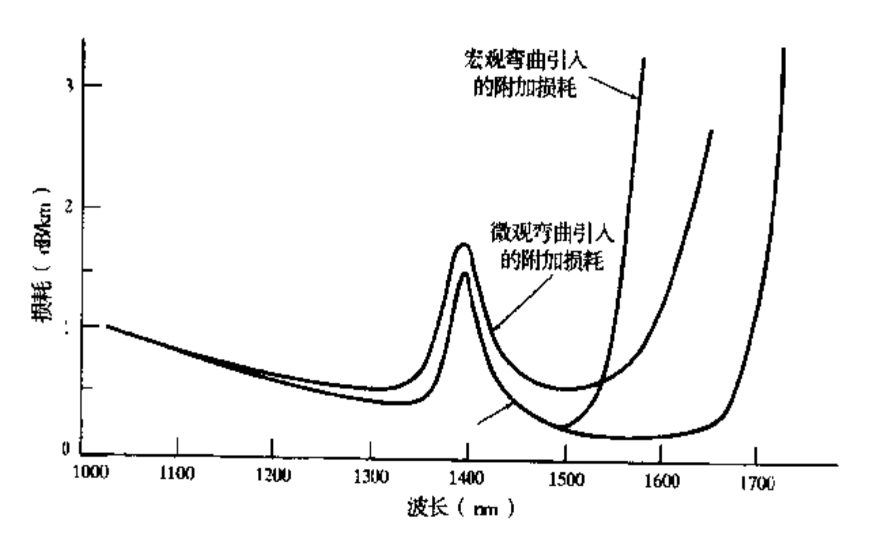


图 3.29　单模光纤中由宏观和微观弯曲导致的损耗增加（经允许复制于 Kalish and Cohen，[57]© 1987，AT&T）

弯曲损耗主要是模场直径的函数。通常模场直径越小（也就是说纤芯对模式的制约作用越强），弯曲损耗就越小，这一结论既适用于匹配包层和也适用于凹陷包层的光纤，如图3.30所示。

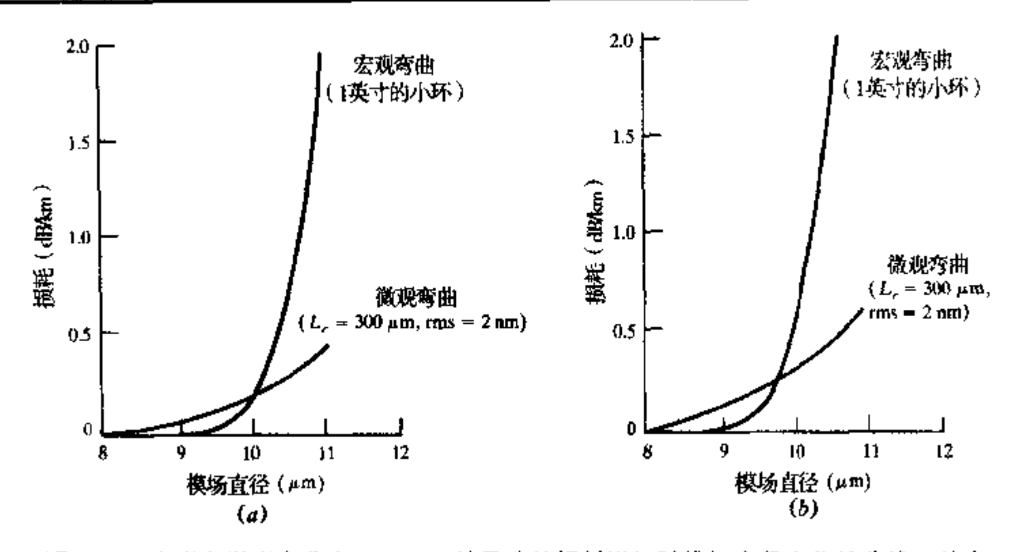


图 3.30　宏观和微观弯曲在 1310 nm 处导致的损耗增加随模场直径变化的曲线，其中 (a)是凹陷包层的单模光纤（V=2.514），(b)是匹配包层的单模光纤（V=2.373）。在计算微观弯曲的损耗时假设其相关长度L_c（微观弯曲的重复率）为300 nm，偏差幅度为 2 nm（经允许复制于 Kalish and Cohen，[57] © 1987，AT&T）

在测量弯曲损耗时，早期的理论在假设光纤有无限扩展的包层的条件下，给出了一个简单的计算模型。这个模型预测弯曲损耗会随着波长或曲率的增大而以指数形式上升。在实际的光纤中，可以观测到弯曲损耗值会随着波长和曲率半径的变化而发生波动。这种波动可以归因于在纤芯中传播的场和从包层与光纤护套的界面上反射回来的部分辐射场发生了相干耦合。图 3.31 给出了在 1300 nm 处计算所得的弯曲损耗随曲率半径变化的曲线，其中光纤的参数为：纤芯半径 a=3.6 μm，包层半径 b=60 μm，$(n_1-n_2)/n_2=3.56\times10^{-3}$，$(n_3-n_2)/n_2=0.07$，$n_1$、$n_2$ 和 n_3 分别是纤芯、包层和护套的折射率。

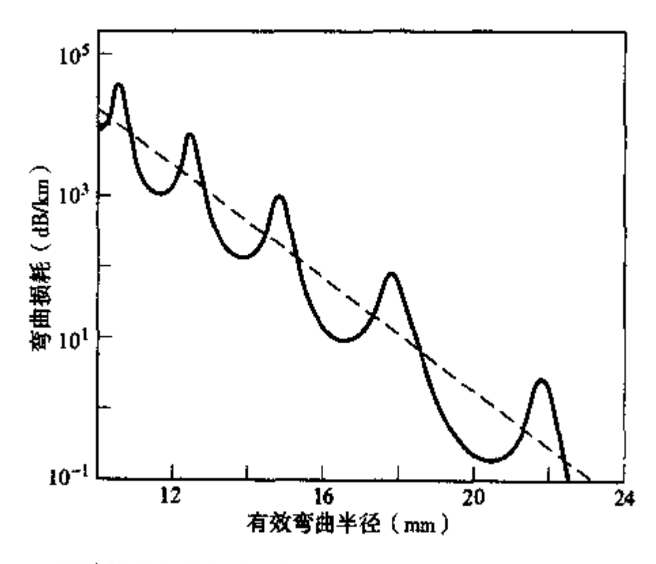


图 3.31　在 1300 nm 处计算所得的弯曲损耗随曲率半径变化的曲线，图中的虚线表示包层无限扩展的情况，即 $n_2=n_3$（经允许修改了复制于 Renner[22] © 1992，IEEE 的曲线）

如果限定允许的最小曲率半径，就可以在很大程度上避免宏观弯曲损耗的影响。制造商通常建议光纤光缆所允许的最小弯曲直径为 40～50 mm（1.6～2.0 英寸）。与之相一致的是，光纤熔接头的密封盒、设备机架或光电封装中的典型弯曲直径为 50～75 mm。因为在单模光纤的设计中，当弯

曲的直径大于50 mm时，波长1550 nm处产生的附加损耗极小甚至没有，所以在正确铺设的光缆中弯曲损耗不会成为限制系统性能的因素。

习题

3.1 证明将单位为dB/km的α值与单位为km^{-1}的α_p值联系起来的（3.1c）式。

3.2 某光纤在1300 nm处的损耗为0.6 dB/km，在1550 nm处为0.3 dB/km。假设下面两种光信号同时进入光纤：1300 nm波长的150 μW的光信号和1550 nm波长的100 μW的光信号，试问这两种光信号在(a)8 km和(b)20 km处的功率各是多少？以μW为单位。

3.3 某特定波长的光信号在光纤中传播3.5 km后会损失其功率的55%，求此光纤的损耗是多少？以dB/km表示。

3.4 一段12 km长的光纤线路，其损耗为1.5 dB/km：
(a) 如果在接收端保持0.3 μW的接收光功率，则发送端的功率至少为多少？
(b) 如果光纤的损耗变为2.5 dB/km，则所需的输入光功率又为多少？

3.5 考虑一个SiO_2-GeO_2纤芯的阶跃折射率光纤，其中GeO_2的摩尔百分比为0.08，将（3.2b）式和（3.3）式绘制成图，波长范围是500 nm到5 μm，然后与图3.5的结果相比较。

3.6 利用（3.4a）式或（3.4b）式可以计算出光纤中由瑞利散射导致的光功率损耗，对于石英光纤（n=1.460，在630 nm处），在下述给定条件下比较两式的结果：凝固点温度T_f为1400 K，绝热压缩比β_T为6.8×10^{-12} cm^2/dyn，光弹系数为0.286。看看这些值是否与633 nm处的实测值3.9到4.8 dB/km相符？

3.7 利用计算机求解（3.7）式，以得到曲率半径和光纤纤芯半径a的关系曲线。波长分别为1300 nm和1500 nm，比率N_{eff}/N_∞分别为10%、50%和75%，a的变化范围是5 μm $\leqslant a \leqslant$ 30 μm。

3.8 考虑折射率剖面α=2.0的梯度折射率光纤，其包层折射率n_2=1.50，折射率差Δ=0.01。利用（3.7）式，画出当曲率半径小于10 cm时比率N_{eff}/N_∞的曲线，波长λ=1 μm，光纤的纤芯半径分别为4、25和100 μm。

3.9 三种通用的光纤护套材料是Dupont公司制造的Elvax® 265（E_j=21 MPa）和Hytrel® 4056（E_j=58 MPa），以及General Mills制造的Versalon®1164（E_j=104 MPa）。如果石英光纤的弹性模量为64 GPa，画出当光纤的护套由上述材料构成时，微观弯曲损耗的减小量随折射率差Δ变化的曲线。Δ的范围是0.1%到1.0%，光纤的包层和纤芯半径比b/a=2。

3.10 假设某阶跃折射率光纤的V值为6.0：
(a) 利用（2.22）式，估算最低阶的六种LP模在包层中传播的相对功率P_{clad}/P；
(b) 如果光纤的纤芯和包层均为石英材料，其损耗分别为3.0 dB/km和4.0 dB/km，试计算六种最低阶模各自的损耗；
(c) 如果光纤纤芯的成分为石英，而包层的成分是聚合物，其损耗分别为5 dB/km和1000 dB/km，计算此时六种最低阶模各自的损耗。

3.11 假设梯度折射率光纤中某一特定模式的功率密度$p(r)=P_0\exp(-Kr^2)$，其中因子K的值取决于模式的功率分布。
(a) 将（2.78）式中$n(r)$的表达式代入（3.11）式，并令α=2，试证明此模式的损耗为：

$$\alpha_{gi}=\alpha_1+\frac{\alpha_2-\alpha_1}{K\alpha^2}$$

因为$p(r)$随着r的增加而迅速衰减，并且Δ<<1，所以为了运算的简便可以假设（2.78）式中的上面一个关系式对所有的r都成立。

(b) 求出当$p(a)=0.1P_0$时，即10%的功率在包层中传播时的K值，并用α_1和α_2表示出α_{g}。

3.12 当波长小于1.0 μm时，折射率n满足Sellmeier关系式[7]：

$$n^2 = 1 + \frac{E_0 E_d}{E_0^2 - E^2}$$

其中$E=hc/\lambda$是光子能量，E_0和E_d分别是材料振动能量和色散能量参数。对于SiO_2，其E_0=13.4 eV，E_d=14.7 eV。证明当波长范围在0.20到1.0 μm时，利用Sellmeier关系式计算出的n值与图3.12中的结果是相符的。

3.13 (a) 一个工作在850 nm处的LED，其谱宽为45 nm，则其由材料色散造成的脉冲展宽是多少？如果将其换成谱宽为2 nm的半导体激光器，脉冲展宽又是多少？单位是ns/ km。

(b) 工作波长为1550 nm、谱宽为75 nm的LED，求其由材料色散导致的脉冲展宽。

3.14 (a) 利用（2.48）式、（2.49）式和（2.57）式，证明由（3.21）式定义的归一化传播常数可以写为以下形式：

$$b = \frac{\beta^2 / k^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2}$$

(b) 如果纤芯和包层的折射率差很小，试证明(a)中所给的b的表达式可以简化为：

$$b = \frac{\beta / k - n_2}{n_1 - n_2}$$

接着证明：

$$\beta = n_2 k (b\Delta + 1)$$

3.15 使用计算机验证图3.15中b、$d(Vb)/dV$和$Vd^2(Vb)/dV^2$的曲线。其中b的表达式可以使用（3.27b）式。

3.16 利用射线追踪法推导（3.30）式。

3.17 一阶跃折射率光纤的纤芯和包层直径分别为62.5 μm和125 μm，纤芯折射率n_1 = 1.48，折射率差Δ =1.5%。试比较利用（3.30）式计算的模式色散和使用更准确的表达式：

$$\frac{\sigma_{mod}}{L} = \frac{n_1 - n_2}{c}\left(1 - \frac{\pi}{V}\right)$$

计算所得的结果，其中L是光纤的长度，n_2是包层折射率。

3.18 证明当阶跃折射率光纤满足$\alpha = \infty$且$\epsilon=0$条件时，（3.41）式可以简化为（3.48）式。

3.19 证明当忽略材料色散并且$\epsilon=0$时，（3.41）式可以简化为（3.47）式。

3.20 在对数纸上画出抛物线型梯度折射率光纤（α=2）的均方根脉冲展宽与光源谱宽σ_λ的关系曲线，谱宽范围从0.10到100 nm，峰值工作波长分别为850 nm和1300 nm。令Δ =

0.01，N_1=1.46，ϵ=0，并假设因子 $\lambda^2 d^2n/d\lambda^2$ 在 850 nm 处为 0.025，在 1300 nm 处为 0.004。

3.21 对 Δ =0.001 的梯度折射率单模光纤重做习题 3.20。

3.22 将（3.34b）式代入（3.34a）式以推导出（3.35）式。

3.23 从（3.39）式推导出（3.44）式。

3.24 证明（3.45）式中的表达式。

3.25 考虑一常规的非色散位移单模光纤，它的零色散波长为 1310 nm，色散斜率 S_0=0.090 ps/(nm^2 · km)，在波长范围 1270 nm ≤ λ ≤ 1340 nm 内画出其色散曲线。

3.26 典型的色散位移单模光纤的零色散波长为 1550 nm，色散斜率 S_0=0.070 ps/(nm^2 · km)。

(a) 在波长范围 1500 nm ≤ λ ≤ 1600 nm 内画出其色散曲线；

(b) 在波长 1500 nm 处，比较它与习题 3.25 非色散位移光纤的色散值。

3.27 比较下面三种光纤每公里的均方根脉冲展宽：

(a) 多模阶跃折射率光纤，纤芯折射率 n_1=1.49，相对折射率差 Δ =1%；

(b) 具有最佳抛物线型折射率剖面的梯度折射率光纤，纤芯折射率和相对折射率差与(a)中相同，即 n_1=1.49，Δ =1%；

(c) 与(b)是同种类型的光纤，但 Δ =0.5%。

3.28 考虑一段由阶跃折射率光纤构成的 5 km 长的光纤链路，纤芯折射率 n_1=1.49，相对折射率差 Δ =1%：

(a) 求接收端最快和最慢的模式之间的时延差；

(b) 求由模式色散导致的均方根脉冲展宽；

(c) 在没有严重错误的条件下，计算出光纤中所允许传播的最大比特速率 B_T，B_T=0.2/σ_{step}（参见第 8 章）；

(d) 假设最大比特速率就等于带宽，则此光纤的带宽距离积是多少？

3.29 梯度折射率光纤中基模和最高阶模的净时延差 σ_{inter} 可以表示为[34]：

$$\sigma_{\text{inter}} = \begin{cases} \dfrac{n_1 \Delta L}{c}\left(\dfrac{\alpha - \alpha_{\text{opt}}}{\alpha + 2}\right) & , \ \alpha \neq \alpha_{\text{opt}} \\ \dfrac{n_1 \Delta^2 L}{c} & , \ \alpha = \alpha_{\text{opt}} \end{cases}$$

如果 α_{opt}=2.0，使用计算机在 0.90 ≤ α ≤ 1.10 的范围内分别画出折射率差 Δ =0.5%、1.0% 和 2.0% 时，σ_{inter}（α=α_{opt} 时）与 σ_{inter}（$\alpha \neq \alpha_{\text{opt}}$ 时）之比值的曲线，即 α 的取值在 α_{opt} 的 90% 到 110% 之间。

3.30 一纤芯和包层直径分别为 9 μm 和 125 μm 的单模光纤，以 ps/(nm · km)为单位计算它在 1320 nm 处的波导色散。令其纤芯折射率 n_1=1.48，折射率差 Δ =0.22%。

3.31 试从（3.55）式推导出（3.57）式的色散表达式。

3.32 为了计算单模光纤中的弯曲损耗，Renner[22] 推导出了一个简单的近似公式，即：

$$\alpha_{\text{simp}} = \alpha_{\text{conv}} \frac{2(Z_3 Z_2)^{1/2}}{(Z_3 + Z_2) - (Z_3 - Z_2)\cos(2\Theta)}$$

其中惯用的弯曲损耗为：

$$\alpha_{\text{conv}} = \frac{1}{2}\left(\frac{\pi}{\gamma^3 R}\right)^{1/2} \frac{\kappa^2}{V^2 K_1^2(\gamma a)} \exp\left(-\frac{2\gamma^3 R}{3\beta_0^3}\right)$$

V的值由（2.57）式给出；β_0则由（2.46）式给出，是具有无限扩展包层的直光纤的传播常数；K_1是变态Bessel函数（参见附录C）；且

$$Z_q \approx k^2 n_q^2(1+2b/R) - \beta_0^2 \approx k^2 n_q^2(1+2b/R) - k^2 n_2^2 \quad , q = 2,3$$

$$\Theta = \frac{\gamma^3 R}{3k^2 n_2^2}\left(\frac{R_c}{R} - 1\right)^{3/2}$$

$$\gamma = \left(\beta_0^2 - k^2 n_2^2\right)^{1/2} \approx k\left(n_1^2 - n_2^2\right)^{1/2}$$

$$k^2 = k^2 n_1^2 - \beta_0^2 \approx k^2\left(n_1^2 - n_2^2\right)$$

$$R_c = 2k^2 n_2^2 b / \gamma^2 = \text{临界弯曲半径}$$

使用计算机，(a)验证图3.31中的曲线，(b)计算并画出弯曲损耗在800 nm到1600 nm范围内随波长变化的曲线，曲率半径取几个不同的值（如15 mm和20 mm），令n_1=1.480、n_2=1.475、n_3=1.07、n_2=1.578、b=60 μm。

3.33 为了描述弯曲损耗随曲率半径和波长的变化而发生振荡的现象，Faustini和Martini[24]推导出了更为准确的公式。利用计算机，根据他们的公式重新进行计算，以得到他们论文中图5所示的结果（J. Lightwave Tech.，vol. 15，pp. 671-679，Apr. 1997），即弯曲损耗随曲率半径和波长变化的三维图形。

参考文献

1. B. C. Bagley, C. R. Kurkjian, J. W. Mitchell, G. E. Peterson, and A. R. Tynes, "Materials, properties, and choices," in S. E. Miller and A. G. Chynoweth, eds., *Optical Fiber Telecommunications*, Academic, New York, 1979.
2. P. Kaiser and D. B. Keck, "Fiber types and their status," in S. E. Miller and I. P. Kaminow, eds., *Optical Fiber Telecommunications—II*, Academic, New York, 1988.
3. R. Olshansky, "Propagation in glass optical waveguides," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 51, pp. 341–367, Apr. 1979.
4. D. Gloge, "The optical fibre as a transmission medium," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 42, pp. 1777–1824, Nov. 1979.
5. A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*, Chapman & Hall, New York, 1983.
6. A. Iino and J. Tamura, "Radiation resistivity in silica optical fibers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, pp. 145–149, Feb. 1988.
7. (*a*) E. W. Taylor, E. J. Friebele, H. Henschel, R. H. West, J. A. Krinsky, and C. E. Barnes, "Interlaboratory comparison of radiation-induced attenuation in optical fibers. Part II: Steady state," *J. Lightwave Tech.*, vol. 8, pp. 967–976, June 1990.
   (*b*) E. J. Friebele et al., "Interlaboratory comparison of radiation-induced attenuation in optical fibers. Part III: Transient exposures," *J. Lightwave Tech.*, vol. 8, pp. 977–989, June 1990.
   (*c*) R. H. West, H. Buker, E. J. Friebele, H. Henschel, and P. B. Lyons, "The use of optical time-domain reflectometers to measure radiation-induced losses in optical fibers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 12, pp. 614–620, Apr. 1994.
8. H. Henschel and E. Baumann, "Effect of natural radioactivity on optical fibers of undersea cables," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 724–731, May 1996.

9. J. Söderqvist et al., "Radiation hardness evaluation of an analog optical link for operation at cryogenic temperatures," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 44, pp. 861–865, June 1997.
10. V. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, and T. Miyashita, "Ultra low loss single-mode fibers at 1.55 μm," *Electron. Lett.*, vol. 15, pp. 106–108, 1979.
11. (*a*) S. R. Nagel, J. B. MacChesney, and K. L. Walker, "An overview of the MCVD process and performance," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-18, pp. 459–476, Apr. 1982.
    (*b*) S. R. Nagel, "Fiber materials and fabrication methods," in S. E. Miller and I. P. Kaminow, eds., *Optical Fiber Telecommunications—II*, Academic, New York, 1988.
12. M. Ohashi, K. Shiraki, and K. Tajima, "Optical loss property of silica-based single-mode fibers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 10, pp. 539–543, May 1992.
13. H. Osanai, T. Shioda, T. Moriyama, S. Araki, M. Horiguchi, T. Izawa, and H. Takata, "Effects of dopants on transmission loss of low OH content optical fibers," *Electron. Lett.*, vol. 12, pp. 549–550, Oct. 1976.
14. R. Maurer, "Glass fibers for optical communications," *Proc. IEEE*, vol. 61, pp. 452–462, Apr. 1973.
15. D. A. Pinnow, T. C. Rich, F. W. Ostermeyer, and M. DiDomenico, Jr., "Fundamental optical attenuation limits in the liquid and gassy state with application to fiber optical waveguide material," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 22, pp. 527–529, May 1973.
16. D. B. Keck, "Fundamentals of optical waveguide fibers," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 23, pp. 17–22, May 1985.
17. D. Marcuse, "Curvature loss formula for optical fibers," *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 66, pp. 216–220, Mar. 1976.
18. D. Gloge, "Bending loss in multimode fibers with graded and ungraded core index," *Appl. Opt.*, vol. 11, pp. 2506–2512, Nov. 1972.
19. A. J. Harris and P. F. Castle, "Bend loss measurements on high numerical aperture single-mode fibers as a function of wavelength and bend radius," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-4, pp. 34–40, Jan. 1986.
20. G. L. Tangonan, H. P. Hsu, V. Jones, and J. Pikulski, "Bend loss measurements of small mode field diameter fibers," *Electron. Lett.*, vol. 25, pp. 142–143, Jan. 19, 1989.
21. N. Kamikawa and C.-T. Chang, "Losses in small-radius bends in single-mode fibers," *Electron. Lett.*, vol. 25, pp. 947–949, July 20, 1989.
22. H. Renner, "Bending loses of coated single-mode fibers: A simple approach," *J. Lightwave Tech.*, vol. 10, pp. 544–551, May 1992.
23. F. Wilczewski, "Determination of the 'Field radius' from bending loss measurements of optical fibers with arbitrary index profile," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 8, pp. 90–91, Jan. 1996.
24. L. Faustini and G. Martini, "Bend loss in single-mode fibers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 671–679, Apr. 1997.
25. J. D. Love, "Application of low-loss criterion to optical waveguides and devices," *IEE Proc.*, vol. 136, pt. J, pp. 225–228, Aug. 1989.
26. W. B. Gardner, "Microbending loss in optical fibers," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 54, pp. 457–465, Feb. 1975.
27. J. Sakai and T. Kimura, "Practical microbending loss formula for single mode optical fibers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-15, pp. 497–500, June 1979.
28. S.-T. Shiue and Y.-K. Tu, "Design of single-coated optical fibers to minimize thermally and mechanically induced microbending losses," *J. Opt. Commun.*, vol. 15, pp. 16–19, Jan. 1994.
29. C. Unger and W. Stöcklein, "Investigation of the microbending sensitivity of fibers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 12, pp. 591–596, Apr. 1994.
30. V. Arya, K. A. Murphy, A. Wang, and R. O. Claus, "Microbend losses in single-mode optical fibers: Theoretical and experimental investigation," *J. Lightwave Tech.*, vol. 13, pp. 1998–2002, Oct. 1995.
31. D. Gloge, "Optical fiber packaging and its influence on fiber straightness and loss," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 54, pp. 245–262, Feb. 1975.

32. D. Gloge, "Propagation effects in optical fibers," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-23, pp. 106–120, Jan. 1975.
33. D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, Academic, New York, 2nd ed., 1991.
34. D. Gloge, E. A. J. Marcatili, D. Marcuse, and S. D. Personick, "Dispersion properties of fibers," in S. E. Miller and A. G. Chynoweth, eds., *Optical Fiber Telecommunications*, Academic, New York, 1979.
35. D. Marcuse, "Interdependence of waveguide and material dispersion," *Appl. Opt.*, vol. 18, pp. 2930–2932, Sept. 1979.
36. F. P. Kapron and D. B. Keck, "Pulse transmission through a dielectric optical waveguide," *Appl. Opt.*, vol. 10, pp. 1519–1523, July 1971.
37. D. Gloge, "Weakly guiding fibers," *Appl. Opt.*, vol. 10, pp. 2252–2258, Oct. 1971; "Dispersion in weakly guiding fibers," *Appl. Opt.*, vol. 10, pp. 2442–2445, Nov. 1971.
38. C. D. Poole and J. Nagel, "Polarization effects in lightwave systems," in I. P. Kaminow and T. L. Koch, eds., *Optical Fiber Telecommunications—III*, vol. A, Academic, New York, 1997, chap. 6, pp. 114–161.
39. C. De Angelis, A. Galtarossa, G. Gianello, F. Matera, and M. Schiano, "Time evolution of polarization mode dispersion in long terrestrial links," *J. Lightwave Tech.*, vol. 10, pp. 552–555, May 1992.
40. J. Cameron, L. Chen, X. Bao, and J. Stears, "Time evolution of polarization mode dispersion in optical fibers," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 10, pp. 1265–1267, Sept. 1998.
41. S. D. Personick, "Receiver design for digital fiber optic communication systems," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 52, pp. 843–874, July/Aug. 1973.
42. (*a*) R. Olshansky and D. Keck, "Pulse broadening in graded index optical fibers," *Appl. Opt.*, vol. 15, pp. 483–491, Feb. 1976.
    (*b*) G. Einarsson, "Pulse broadening in graded index optical fibers: Correction," *Appl. Opt.*, vol. 25, p. 1030, Apr. 1986.
43. L. Cohen, I. Kaminow, H. Astle, and L. Stulz, "Profile dispersion effects on transmission bandwidths in graded index optical fibers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-14, pp. 37–41, Jan. 1978.
44. D. Marcuse and H. M. Presby, "Effects of profile deformation on fiber bandwidth," *Appl. Opt.*, vol. 18, pp. 3758–3763, Nov. 1979; *Appl. Opt.*, vol. 19, p. 188, Jan. 1980.
45. (*a*) R. Olshansky, "Mode coupling effects in graded index optical fibers," *Appl. Opt.*, vol. 14, pp 935–945, Apr. 1975.
    (*b*) S. Geckeler, "Pulse broadening in optical fibers with mode mixing," *Appl. Opt.*, vol. 18, pp 2192–2198, July 1979.
    (*c*) M. J. Hackert, "Evolution of power distributions in fiber optic systems: Development of measurement strategy," *Fiber & Integrated Optics*, vol. 8, pp. 163–167, 1989.
46. D. Marcuse, *Principles of Optical Fiber Measurements*, Academic, New York, 1981.
47. Q. Yu, P. H. Zongo, and P. Facq, "Refractive-index profile influences on mode coupling effects a optical fiber splices and connectors," *J. Lightwave Tech.*, vol. 11, pp. 1270–1273, Aug. 1993.
48. D. Rice and G. Keiser, "Short-haul fiber-optic link connector loss," *33rd International Wire Cable Symp.*, Reno, NV, Nov. 1984, pp. 190–192.
49. (*a*) A. R. Michelson, M. Ericksrud, S. Aamlid, and N. Ryen, "Role of the fusion splice in th concatenation problem," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-2, pp. 126–138, Apr. 1984.
    (*b*) P. J. W. Severin and W. H. Bardoel, "Differential mode loss and mode conversion in passiv fiber optic components," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-4, pp. 1640–1646, Nov. 1986.
50. (*a*) Special Issue on "Broadband Lightwave Video Transmission," *J. Lightwave Tech.*, vol. 11 Jan 1993.
    (*b*) Special Issues on "Microwave and Millimeter-wave Photonics," *IEEE Trans. Microwav Theory Tech.*, vol. 43, Sept. 1995; vol. 45, pt. II, Aug. 1997.
51. J. C. Lapp, V. A. Bhagavatula, and A. J. Morrow, "Segmented-core single-mode fiber optimize for bending performance," *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, pp. 1462–1465, Oct. 1988.

52. B. J. Ainsle and C. R. Day, "A review of single-mode fibers with modified dispersion characteristics," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-4, pp. 967–979, Aug. 1986.
53. D. P. Jablonowski, U. C. Paek, and L. S. Watkins, "Optical fiber manufacturing techniques," *AT&T Tech. J.*, vol. 66, pp. 33–44, Jan./Feb. 1987.
54. H. J. Hagemann, H. Lade, J. Warnier, and D. H. Wiechert, "The performance of depressed-cladding single-mode fibers with different b/a ratios," *J. Lightwave Tech.*, vol. 9, pp. 689–694, June 1991.
55. Y. W. Li, C. D. Hussey, and T. A. Birks, "Triple-clad single-mode fibers for dispersion-shifting," *J. Lightwave Tech.*, vol. 11, pp. 1812–1819, Nov. 1993.
56. W. A. Reed, L. G. Cohen, and H. T. Shang, "Tailoring optical characteristics of dispersion-shifted lightguides for applications near 1.55 μm," *AT&T Tech. J.*, vol. 65, pp. 105–122, Sept./Oct. 1986.
57. D. Kalish and L. G. Cohen, "Single-mode fiber: From research and development to manufacturing," *AT&T Tech. J.*, vol. 66, pp. 19–32, Jan./Feb. 1987.
58. ITU-T Recommendation G.653, *Characteristics of a Dispersion-Shifted Single-Mode Optical Fiber Cable*, Mar. 1993. (Note: This recommendation is for fibers having a zero-dispersion wavelength around 1550 nm).
59. P. K. Bachmann, D. Leers, H. Wehr, D. U. Wiecbert, J. A. Van Steenwijk, D. L. A. Tjaden, and E. R. Wehrhahn, "Dispersion-flattened single-mode fibers prepared with PCVD: Performance, limitations, design optimization," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-4, pp. 858–863, July 1986.
60. V. A. Bhagavatula, M. S. Spotz, W. F. Love, and D. B. Keck, "Segmented-core single-mode fibers with low loss and low dispersions," *Electron. Lett.*, vol. 19, pp. 317–318, Apr. 28, 1983.
61. S. F. Mahmoud and A. M. Kharbat, "Transmission characteristics of a coaxial optical fiber line," *J. Lightwave Tech.*, vol. 11, pp. 1717–1720, Nov. 1993.
62. C. Weistein, "Fiber design improves long-haul performance," *Laser Focus World*, vol. 33, pp. 215–220, May 1997.
63. M. Kato, K. Kurokawa, and Y. Miyajima, "A new design for dispersion-shifted fiber with an effective core area larger than 100 μm^2 and good bending characteristics," *1998 OSA Tech. Digest—Opt. Fiber Comm. Conf. (OFC 98)*, pp. 301–302, Feb. 1998.
64. H. Hatayama, T. Kato, M. Onishi, E. Sasaoka, and M. Nishimura, "Dispersion-flattened fiber with large-effective-core area more than 50 μm^2," *1998 OSA Tech. Digest—Opt. Fiber Comm. Conf.* (OFC 98), pp. 304–305, Feb. 1998.
65. D. L. Franzen, "Determining the effective cutoff wavelength of single-mode fibers: An interlaboratory comparison," *J. Lightwave Tech.*, vol. 3, pp. 128–134, Feb. 1985.
66. ITU-T Recommendation G.650, *Definition and Test Methods for the Relevant Parameters of Single-Mode Fibers*, Mar. 1993.
67. TIA/EIA-455-80A, *Measuring Cutoff Wavelength of Uncabled Single-Mode Fiber by Transmitted Power*, Feb. 1996.
68. A. J. Barlow, R. S. Jones, and K. W. Forsyth, "Technique for direct measurement of single-mode fiber chromatic dispersion," *J. Lightwave Tech.*, vol. 5, pp. 1207–1217, Sept. 1987.
69. TIA/EIA-455-168A, *Chromatic Dispersion Measurement of Multimode Graded-Index and Single-Mode Optical Fibers by Spectral Group Delay Measurement in the Time Domain*, Mar. 1992.
70. ITU-T Recommendation G.652, *Characteristics of a Single-Mode Optical Fiber Cable*, Mar. 1993. (Note: This recommendation is for fibers having a zero-dispersion wavelength around 1310 nm).
71. M. DiDomenico, Jr., "Material dispersion in optical fiber waveguides," *Appl. Opt.*, vol. 11, pp. 652–654, Mar. 1972.

第4章 光　　源

光纤通信中用到的光源主要有异质结半导体激光器（也称为注入式半导体激光器或ILD）和发光二极管（LED）。一个异质结是由两种带隙能量不同的材料毗连而成的。这两种器件在很宽的范围内都有足够的输出功率，可以通过变化注入电流来直接调制输出光功率，它们有比较高的效率，而且其尺寸与光纤的尺寸也比较匹配，因而适合于光纤传输系统。LED和半导体激光器的主要特性在许多书中[1-6]都有介绍。这些器件的工作原理在不少综述文章和一些书籍[7-12]的章节中也可以找到，建议读者参考这些资料以便进行深入的学习。

本章的目的是使读者对于光纤通信中用到的光源的相关特性有一个基本了解。第一节讨论与光源工作相关的半导体材料的基础知识。接下来的两节分别介绍了LED与半导体激光器的输出特性和工作特性。余下的部分介绍了光源的温度响应、线性特性和在不同工作条件下的可靠性。

由本章可知，LED和半导体激光器的发光区都包含一个pn结，它由直接带隙的III-V族半导体材料构成。当pn结正向偏置时，则将电子和空穴分别注入p型区和n型区。这些注入的少数载流子（电子与空穴）会发生复合，形成辐射性复合时就会发射出一个能量为$h\nu$的光子；若为非辐射性复合，则复合能量就会以发热的形式耗散掉。于是这样的pn结称为有源区或复合区。

LED与半导体激光器的一个主要差别在于，LED输出非相干光，而半导体激光器输出相干光。对于相干光源，光的能量在光学谐振腔中产生。从谐振腔中释放出的能量具有时间和空间相干性，这说明输出光有很好的单色性和方向性。而对于非相干的LED光源，不需要光学谐振腔来进行波长选择。LED的输出光具有很宽的频谱，这是由于辐射的光子能量包括了参与复合的电子和空穴的可能的能量分布范围，它一般在1和2 k_BT之间（k_B是玻耳兹曼常数，T是pn结的绝对温度）。另外，非相干光能量按余弦函数分布向半球区域发射，因而光束有很大的发散角。

在选择一种与光波导匹配的光源时，光纤的各种不同特性，如它的几何尺寸、波长衰减、群时延失真（带宽）以及它的模式特征都必须予以考虑。这些因素与光源功率、谱宽、辐射模式以及调制容量之间的相互影响也要考虑到。从半导体激光器中发出的方向性较好的相干光能耦合进单模光纤或多模光纤。通常，多模光纤中采用LED作为光源，因为正常情况下从LED中发出的光只有注入到多模光纤中时，这些非相干光才能以足够的有用功率与光纤相耦合。然而在高速局域网中，若想在同一根光纤中同时传送多个波长，如使用的光源为LED时，就要用到一种称为谱分割[13-15]的技术。它需要使用一个无源器件如波导光栅阵列（见第10章）将LED发出的宽谱光分割成多个窄谱信号。由于这些分割谱的中心都不相同，于是它们可以使用独立的数据流进行外调制，并同时送到同一根光纤中传输。

4.1　半导体物理学专题

本书假设读者具备半导体物理学的基本知识。在本章中，我们给出了各种与半导体材料特性相关的定义，如能带、本征材料和非本征材料、pn结以及直接带隙和间接带隙。进一步的知识可参阅参考文献16~18。

4.1.1 能带

半导体材料的导电特性介于金属和绝缘体之间。以硅（Si）为例，它位于元素周期表的第Ⅳ族，在它的原子核外层有四个电子，通过它们能与晶体中的相邻原子构成共价键。

半导体的导电特性可借助图4.1(a)所示的能带图来解释。在低温下，纯晶体有一个完全没有电子的导带和一个充满电子的价带，两者通过能隙或带隙分开，带隙中没有能级存在。当温度上升时，一些电子受热激励而越过带隙。对于Si晶体，这个激励能量必须大于1.1 eV，也就是带隙的能量。这就使得导带中自由电子的浓度为n，同时使得价带中的空穴有相同浓度p。图4.1(b)给出了很直观的表示。材料中的自由电子和空穴都是可移动的，两者都是载流子，能起到导电的作用。也就是说，价带中的电子能向空穴移动，因此导致带正电荷的空穴朝着与电子流相反的方向移动，如图4.1(a)所示。

这种电子和空穴的浓度称为本征载流子浓度n_i，对于无缺陷和未掺杂的理想材料，它可以表示为：

$$n = p = n_i = K\exp\left(-\frac{E_g}{2k_BT}\right) \tag{4.1}$$

等式中：

$$K = 2(2\pi k_BT/h^2)^{3/2}(m_em_h)^{3/4}$$

是材料的一个特征常数。其中T是绝对温度，k_B是玻耳兹曼常数、h是普朗克常数；m_e和m_h分别表示电子和空穴的有效质量，它们可能要比自由空间中电子的静止质量9.11×10^{-31} kg小10倍或更多。

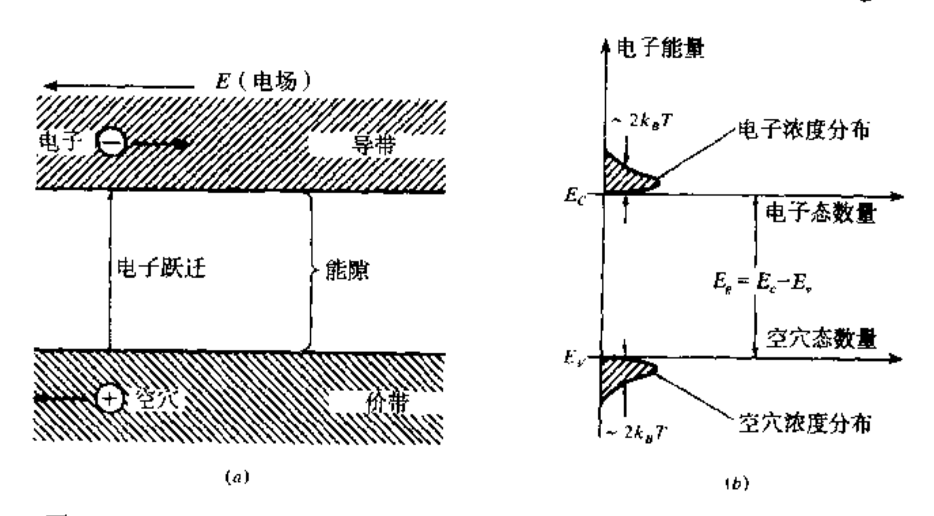


图4.1 (a) 反映价带中的电子（能量为E_V）被激励到导带（能量为E_C）的能级图，通过外电场E的作用使得自由电子和空穴发生运动；(b) 在本征半导体中，由于带隙中电子的热激励使得电子和空穴具有相同的浓度

例4.1 已知在300 K时，GaAs的一些参数值如下：

电子静止质量m=9.11×10^{-31} kg

电子有效质量m_e=$0.068m$=6.19×10^{-32} kg

空穴有效质量m_h=$0.56m$=5.10×10^{-31} kg

带隙能量 E_g=1.42 eV

于是由（4.1）式可求得本征载流子的浓度为 n_i=2.62 × 10^{12} m^{-3}=2.62 × 10^{6} cm^{-3}

通过向晶体中掺微量的V族元素（如P、As、Sb）可以使晶体的导电性能大为增加。该过程称为掺杂，掺杂后的半导体称为非本征材料。这些用来掺杂的元素在原子核的外层有五个电子。当使用它们替换一个Si原子时，其中四个电子用来与相邻原子形成共价键，余下的一个电子受到的束缚很弱，可以用来传导电流。如图4.2(a)所示，这样就在导带下面产生了一个占用能级，一般称为施主能级。因为它能贡献一个电子给导带，因此称这种杂质为施主杂质。如图4.2(b)所示，导带中自由电子浓度的增加正是这一特点的反映。由于这种材料中电流由带负电荷的电子来传导（因为电子浓度比空穴浓度要高很多），因此称之为 n 型材料。

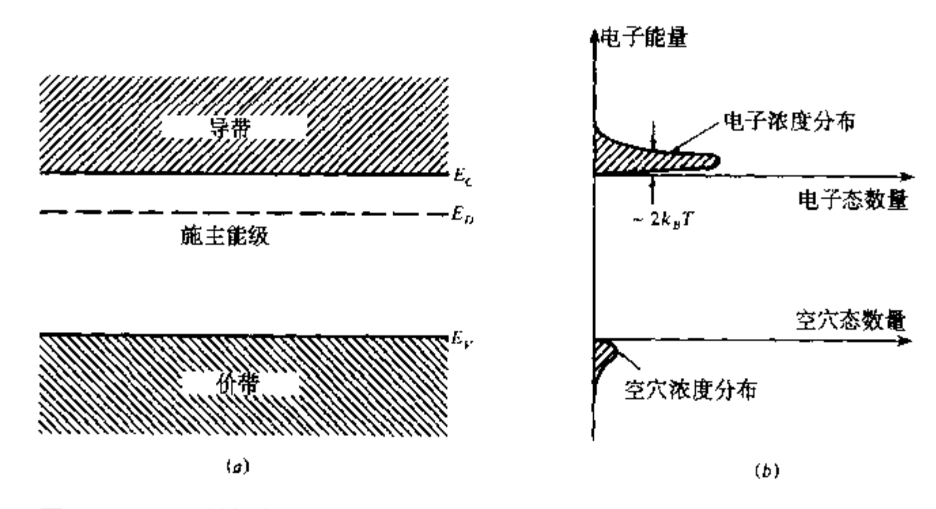


图 4.2 (a) n 型材料中的施主能级；(b) 施主杂质的电离使得电子的浓度分布增加

通过向晶体中掺III族元素杂质，也能使材料的导电性能得到增强。III族元素在其原子核的外层有三个电子，在这种情况下，三个电子构成共价键，同时会产生一个与施主电子电量相等的空穴。如图4.3(a)所示，这使得在价带上方产生了一个非占用能级。当价带中的电子被激励到这个受主能级（这种称法是因为杂质原子接收来自价带的电子）时，这些电子就具有了导电性。相应地，价带中的自由空穴浓度增加，如图4.3(b)所示。因为导电性是带正电荷的空穴流动的结果，我们称之为 p 型材料。

4.1.2 本征材料和非本征材料

不含杂质的理想材料称之为本征材料。因为晶体中原子的热振动，价带中的某些电子可获得足够能量而将其激励到导带。由于每个移动到导带的电子同时在导带中留下一个空穴，因此这一热生成过程就产生了电子－空穴对。于是对于本征材料，电子和空穴的数量都等于（4.1）式所表示的本征载流子密度。相反，在复合过程中一个自由电子释放其能量并落入价带中的一个空穴。对于非本征半导体，一种载流子浓度增加的同时另一种载流子的浓度就会减小。在特定温度下，两种载流子浓度的乘积为一个常数。于是有以下的浓度作用定律：

$$pn = n_i^2 \tag{4.2}$$

在热平衡下，此定律对本征材料和非本征材料都是成立的。

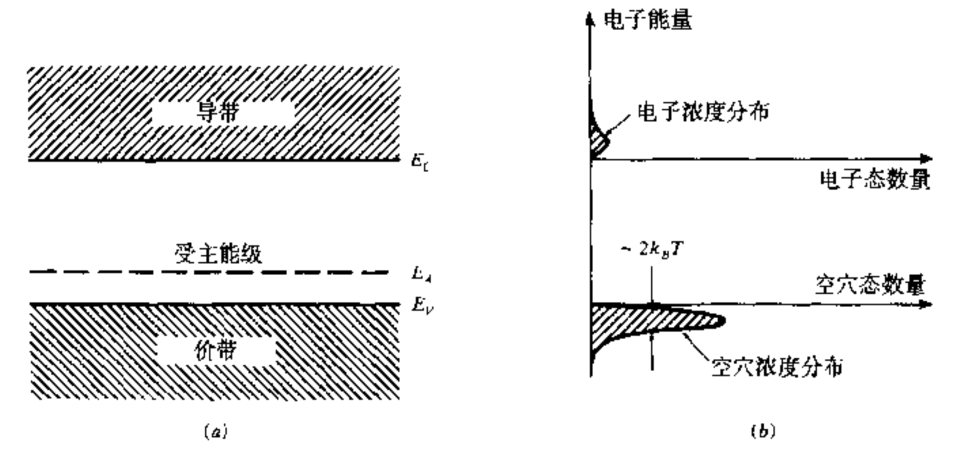


图 4.3　(a) p 型材料中的受主能级；(b) 受主杂质的电离使得空穴的浓度分布增加

由于导电性与载流子浓度成正比，我们可以定义以下两种类型的载流子：

1. 多数载流子：指 n 型材料中的电子或 p 型材料中的空穴；
2. 少数载流子：指 n 型材料中的空穴或 p 型材料中的电子。

半导体器件工作的关键是少数载流子的注入和抽取。

例 4.2　考虑一掺入净浓度为 N_D 的施主杂质的 n 型半导体。设 n_N 和 p_N 分别为电子和空穴的浓度，下标 N 用来表示它具有 n 型半导体特性。在这种情况下，仅能通过本征原子的热电离来产生空穴。此过程中产生的电子浓度和空穴浓度是相等的，所以 n 型半导体中的空穴浓度为：

$$p_N = p_i = n_i$$

由于传导电子是由杂质原子和本征原子共同产生的，总的传导电子浓度 n_N 满足以下关系：

$$n_N = N_D + n_i = N_D + p_N$$

将 p_N 代入（4.2）式，可知在平衡条件下，电子浓度与空穴浓度的乘积等于本征载流子密度的平方，所以有 $P_N = n_i^2 / n_N$。由此可以得到以下关系式：

$$n_N = \frac{N_D}{2}\left(\sqrt{1+\frac{4n_i^2}{N_D^2}}+1\right)$$

一般情况下有 $n_i << N_D$，于是有以下近似表达式：

$$n_N = N_D \text{ 和 } p_N = n_i^2 / N_D$$

4.1.3　*pn* 结

掺杂了的 n 型半导体材料或 p 型半导体材料就其本身而言仅能起导电作用。在使用这些材料制作光源器件时，必须同时使用两种材料（在单一或连续的晶体结构中）。当 p 型半导体与 n 型半导体接触时，两种材料的电荷区相接触，就会形成所谓的 pn 结，它决定了半导体器件的电特性。

当pn结形成后，多数载流子就会在结区扩散。这导致了n区的电子去填充p区的空穴，同时又在n区产生了空穴。如图4.4所示，于是在pn结上就形成了一个内建电场（或势垒）。一旦平衡建立起来，电场就会阻止静电荷的进一步运动。由于电子和空穴都形成共价键结构，所以结区内就不再有移动的载流子。我们称这个区域为耗尽区或空间电荷区。

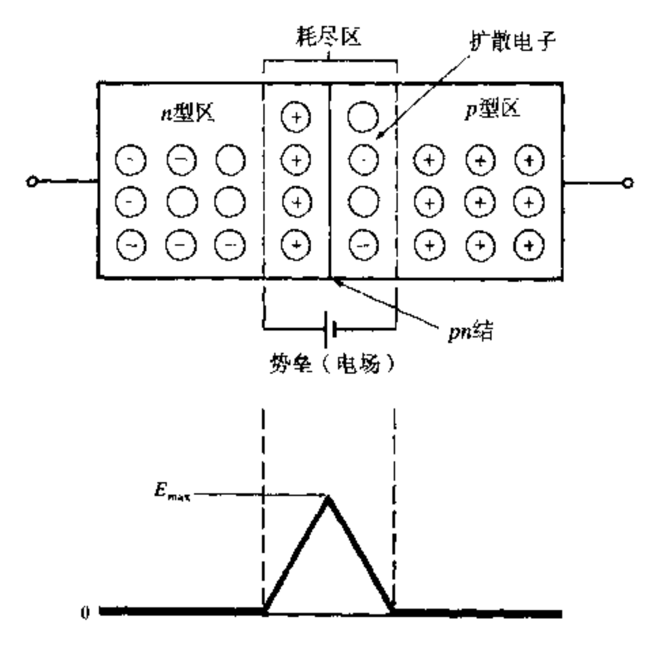


图4.4 电子跨过pn结的扩散运动在耗尽区建立了一个势垒（电场）

如图4.5所示，连接一个外接电池到pn结上，将其正极接n型材料、负极接p型材料，这时pn结就形成了反向偏置。由于反向偏置的作用，耗尽区向n区和p区扩张而得到加宽。这样就有效地增加了势垒强度，从而阻止少数载流子流过pn结。在常温和正常工作电压下，少数载流子的漂移很微弱。但是，如果产生了额外载流子，例如照射光电二极管时，这种流动也会变得相当强。

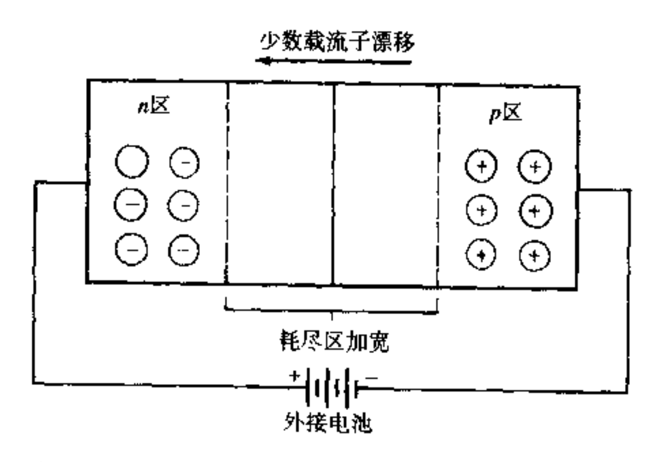


图4.5 反向偏置使耗尽区加宽，但允许少数载流子在外加场的作用下自由移动

如图4.6所示，当pn结被正向偏置时，会导致势垒降低。于是n型区的导带电子和p型区的价带空穴又可在结区内扩散。一旦穿过结区，它们会极大地增加少数载流子的浓度，余下的载流子就会与带相反电荷的多数载流子复合。剩余的少数载流子的复合是产生光辐射的机理。

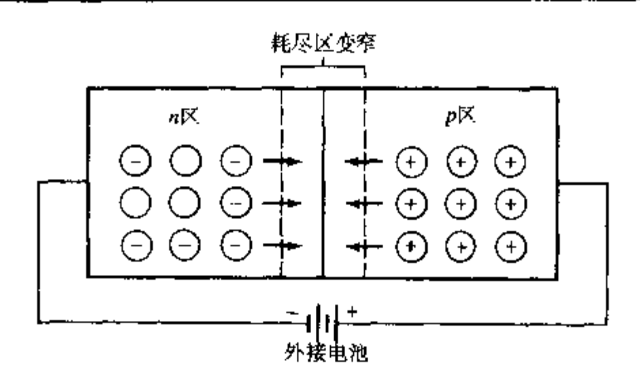


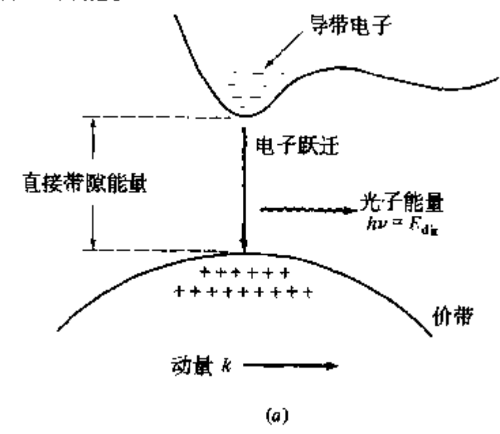
图4.6　正向偏置使势垒降低，使得多数载流子在结区内扩散

4.1.4　直接带隙和间接带隙

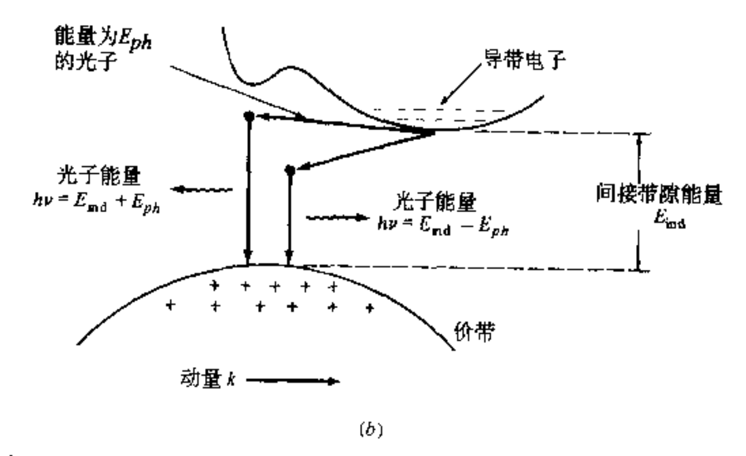
为了使电子在向导带跃迁或从导带跃迁的过程中分别伴随着光子的辐射或吸收，必须保持能量和动量守恒。虽然一个光子可能具有很大的能量，但它的动量 $h\nu/c$ 却非常小。

如图4.7所示，半导体材料的带隙是动量 k 的函数，依照带隙的形状，可以将半导体分成直接带隙材料和间接带隙材料两类。考虑一个电子和一个空穴复合，随后辐射一个光子的过程，在最简单和最有可能发生的复合过程中，电子和空穴具有相同的动量（见图4.7(a)），这就是直接带隙材料。

对于间接带隙材料，导带最小能级和价带最大能级有不同的动量，如图4.7(b)所示。由于光子的动量很小，所以此时导带与价带之间的复合必须要有另外的粒子参与以保持动量守恒。声子（例如晶格振动）就能完成这样的功能。



(a)



(b)

图4.7　(a)直接带隙材料中，电子复合伴随光子的发射；(b)间接带隙材料中，电子复合需要一个能量为 E_{ph}、动量为 k_{ph} 的声子参与

4.1.5 半导体器件的制造

在制造半导体器件的过程中，必须仔细地考虑不同材料的晶体结构。在任何晶体结构中，单原子（如Si或Ge）或原子团（如NaCl或GaAs）在空间上是以一定形式重复排列的。这种周期性的排列称为晶格，原子间或原子团间的距离称为晶格距离或晶格常数。典型的晶格距离为几个埃。

半导体器件的制作一般从晶体衬底开始，这将为器件的制作提供机械长度并为电接触层提供了一个底层基础。我们利用一种称为晶体生长的化学反应在衬底上生成一层很薄的半导体材料。这些半导体材料必须具有与衬底晶体相同的晶格结构。尤其是对相邻的材料，晶格距离必须完全匹配，这样才能避免在材料接触面由于温度的变化而引起压力和张力。这种晶体生长技术也称为外延生长法（epitaxial，这个词来自古希腊，其中“epi”的意思为“在……上”、“taxis”的意思为“排列”），也就是说，这是一种材料的原子在另一种材料上的排列。外延生长法的一个重要特点就是它可以比较容易地改变连续材料层的掺杂浓度，因此多层半导体器件可以通过一个连续过程进行制作。外延层的形成可以采用的生长工艺有汽相法、液相法和分子束法[16,19,20]。

4.2 发光二极管（LED）

对于光纤通信系统，如果使用多模光纤且信息比特速率在100~200 Mb/s以下，同时只要求几十微瓦的输入光功率，那么LED是可选用的最佳光源。比起半导体激光器，因为它不需要热稳定和光稳定电路（见4.3.6节），所以LED的驱动电路要相对简单得多，另外其制作成本低、产量高。

4.2.1 LED的结构

为了有效地应用于光纤传输系统，LED必须有较高的辐射光功率输出、快速的发光响应时间以及高量子效率。辐射强度（亮度）是常用的一个测量指标，它是单位发光面辐射进单位立体角的光功率，其单位为瓦特。光源必须要有较大的辐射强度，这样才能将足够高的光功率耦合进光纤，具体细节将在第5章讲述。发光响应时间是输入电脉冲与输出光信号之间的时延。正如4.2.4节和4.3.7节中所述，这个时延是限制注入电流直接调制光源的带宽值的主要因素。量子效率与注入电子-空穴对中的辐射性复合比例相关。4.2.3节中将给出量子效率的定义，并将对其进行详细讲解。

为了获得高辐射强度和高量子效率，LED的结构必须提供一种约束机制，以便将载流子和受激辐射光限制在*pn*结的有源区，让尽可能多的载流子在有源区内发生辐射性复合。载流子限制用来在器件的有源区获得较高的辐射性复合，这样就能获得比较高的量子效率。为了阻止*pn*结周围材料对辐射光产生吸收，对辐射光进行限制是十分重要的。

为了实现对载流子和辐射光的限制，人们对LED的结构如同质结、单异质结和双异质结等进行了广泛地研究。在图4.8中画出了这些结构中最有效的一种，这就是双异质结构（或异质结）器件，之所以称其为双异质结，主要是因为在有源区的两边有两个不同材料的合金层。这种结构是从半导体激光器的研究中发展起来的。通过将各种不同材料的合金层夹在一起，所有的载流子和辐射光都将局限在中心有源层。相邻层间的带隙差限制了载流子（如图4.8(b)），而相邻层间的折射率差使辐射光约束在中心有源层（如图4.8(c)）。这就使得它具有高效率和高辐射强度。影响器件性能的其他参数包括了有源区的光吸收率（自吸收）、异质结界面的载流子复合、有源层的掺杂浓度、注入载流子密度以及有源层的厚度等。我们将在下面的几节详细讨论这些参数的影响。

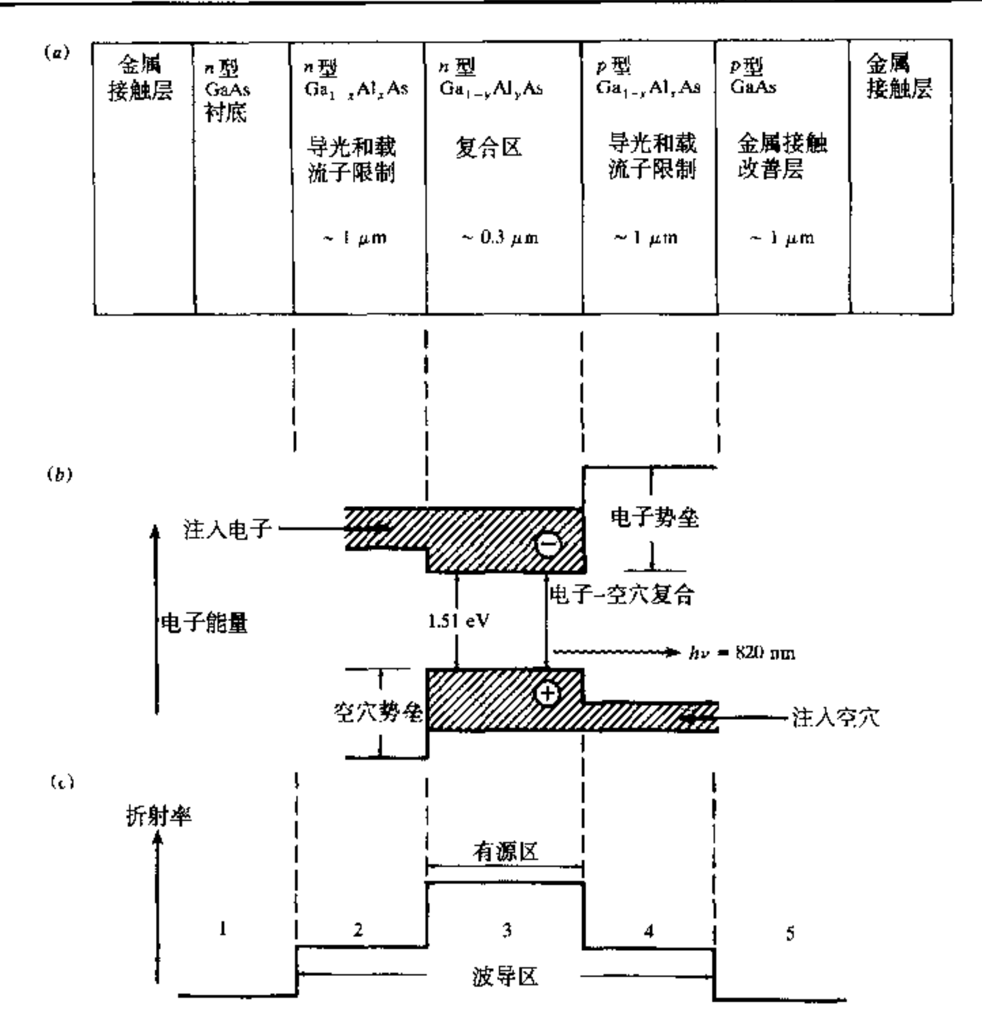


图4.8 (a) 典型的GaAlAs双异质结发光二极管的剖面图（非实物尺寸），在这种结构中，当$x>y$时能实现对载流子的限制和对辐射光的导引；(b) 能带图，显示了有源区以及将载流子限制在有源层的电子势垒和空穴势垒；(c) 折射率变化图，因为波导材料有较高的带隙能量，所以第1区和第5区的低折射率材料在波导周围建立起一个光的屏障

用于光纤系统的两种基本LED结构是面发光（又称为Burrus或前发射）二极管和边发光二极管[21]。在面发光二极管中，有源发光面与光纤轴垂直，如图4.9所示。这种结构中，在器件的衬底腐蚀了一个小孔，然后使用环氧树脂材料固定插入小孔的光纤，这样能以尽可能高的效率接收发射出来的光。实用面发光二极管的球形发光面的标准直径为50 μm、厚度为2.5 μm。辐射方向图基本上是各向同性的，总的半功率光束宽度为120°。

从面发光二极管中发出的各向同性光束称为朗伯（lambertian）光。在这种光辐射方向图中，从各个方向观察光源时其亮度都相同，但是光功率按$\cos\theta$递减，其中θ是观察方向与发光面法线之间的夹角（这是由于对观察者而言，其观察的发光面积的投影随$\cos\theta$减小）。于是当$\theta=60°$时功率降至峰值的一半，因此总的半功率光束宽度为120°。

图4.10给出了一个边发光二极管的示意图，它由一个产生非相干光的有源结区和两个导光层组成。导光层的折射率要比有源区的折射率低，但比周围材料的折射率高。这种结构形成了一个波导通道，使辐射光的出射方向朝向光纤的纤芯。为了与典型纤芯直径（50~100 μm）相匹配，边发光二极管的条形接触面的宽度一般在50~70 μm之间。有源区的长度通常在100~150 μm之间。边

发光二极管的辐射光要比面发光二极管的具有更好的方向性，如图4.10所示。在与*pn*结平行的平面上，由于没有导波作用，其辐射光为朗伯光（按$\cos\theta$变化），半功率宽度为$\theta_{\parallel}$=120°。通过合理选择波导厚度[21]，可使与*pn*结正交的平面上辐射光的半功率宽度$\theta_{\perp}$降到25~35°。

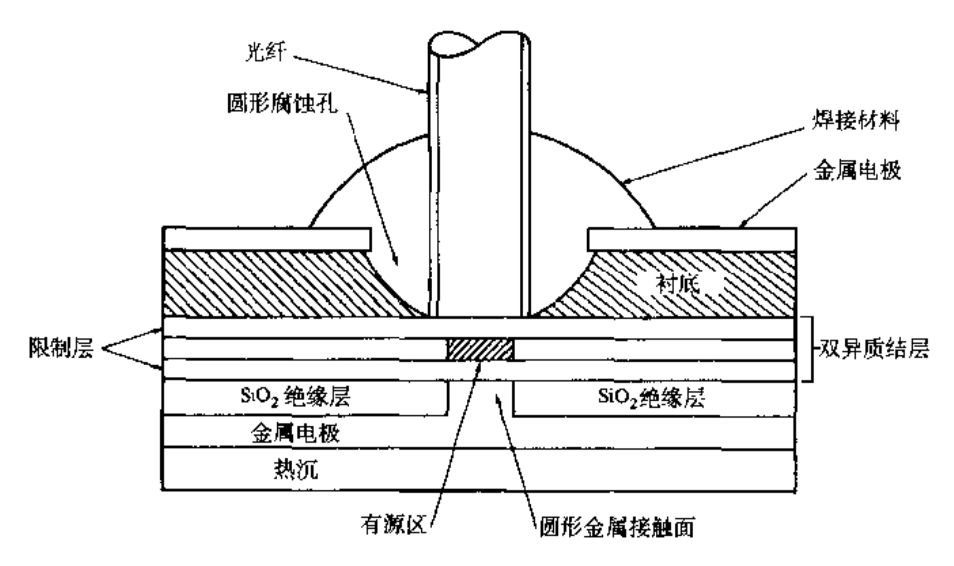


图4.9　高辐射强度的面发光LED原理图（非实物尺寸），有源区被限制在一个与纤芯尾端面积基本一致的圆形截面内

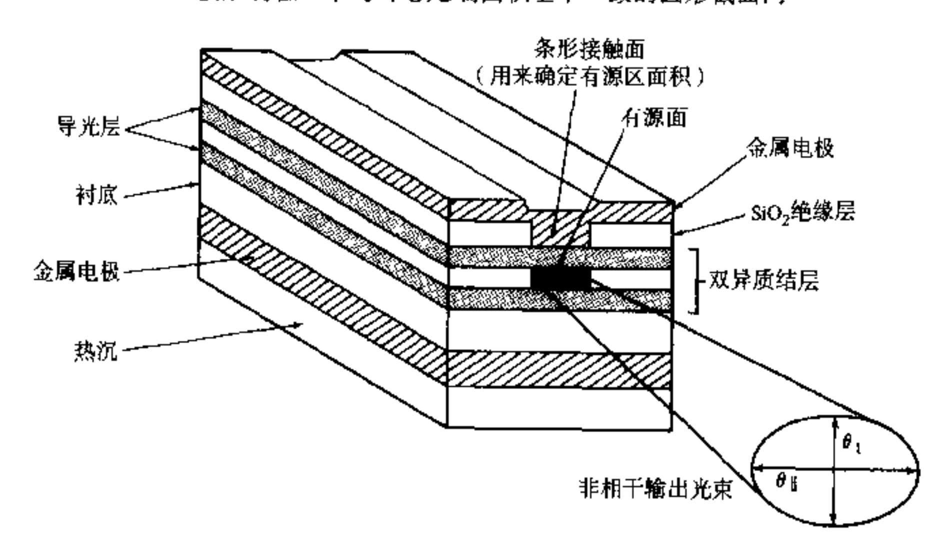


图4.10　边发光双异质结LED的原理图（非实物尺寸），其输出光束在与*pn*结平行的面内是朗伯光（$\theta_{\parallel}$=120°），在与*pn*结垂直的平面内具有较强的方向性（$\theta_{\perp}\approx$30°）

4.2.2　光源材料

用于光源有源层的半导体材料必须具有直接带隙。这样电子和空穴就能在带隙中直接复合，而不需要第三种粒子的参与来满足动量守恒。只有在直接带隙材料中，才能有足够高的辐射性复合来产生足够的出射光功率。虽然没有哪种普通的单元素半导体是直接带隙材料，但有许多二元化合物都是直接带隙的，其中最重要的就是III-V族化合物。它们由一种III族元素（例如Al、Ga、In）和一种V族元素（例如P、As、Sb）化合而成。另外，这些元素的许多三元和四元化合物也具有直接

带隙特性，它们也是合适的光源材料。

对于工作在800~900 nm波段的光源，使用的主要材料是三元合金$Ga_{1-x}Al_xAs$。砷化铝与砷化镓的比率x决定了合金的带隙，相应地也就决定了其辐射光的峰值波长，由图4.11可以看出这一点。通常会合理地选择有源区发光材料的x值，使它的峰值发光波长在800~850 nm之间。图4.12给出了$Ga_{1-x}Al_xAs$发光二极管在x=0.08时的辐射谱，它在810 nm处有最大输出光功率。频谱图中半功率点的宽度是大家熟悉的半高全宽（FWHM）谱宽。如图4.12所示，其FWHM谱宽σ_λ为36 nm。

如果要获得更长的波长，四元合金$In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$是最常选用的光源材料中的一种。通过改变有源区材料的x、y摩尔比例，可以构造出峰值发光波长在1.0~1.7 μm之间的LED。为了简单起见，除非有明确要求需要给出x和y的值，我们通常使用GaAlAs和InGaAsP这两个符号来表示三元合金和四元合金。在有些文献中，也有其他的表示方法，例如AlGaAs、(Al,Ga)As、(GaAl)As、GaInPAs和$In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$等。从最后一种表示中可以发现，由于各个作者的习惯不同，在不同的文献中，对于同一种材料，可能会交换x和$1-x$的值。

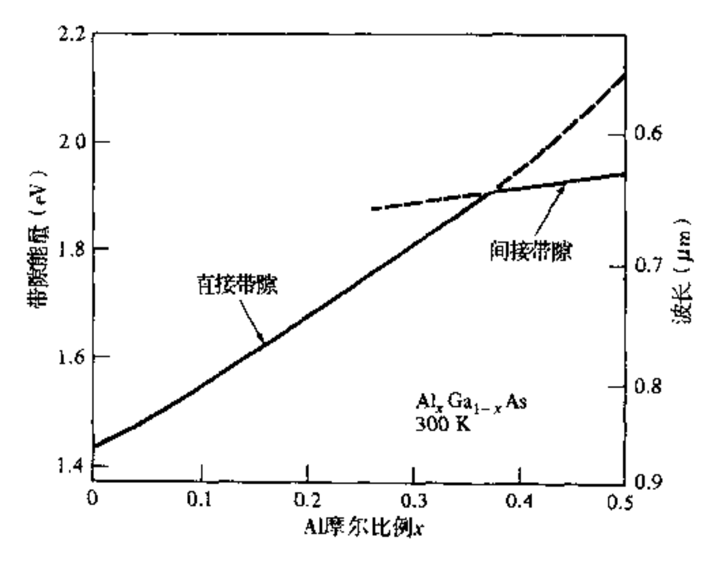


图4.11 在室温条件下，$Al_xGa_{1-x}As$的带隙能量和输出波长与Al摩尔比例x之间的关系（经允许复制于Miller, Marcatili, and Lee, Proc.IEEE, vol.61, PP.1703-1751, Dec.1973, ©1973, IEEE）

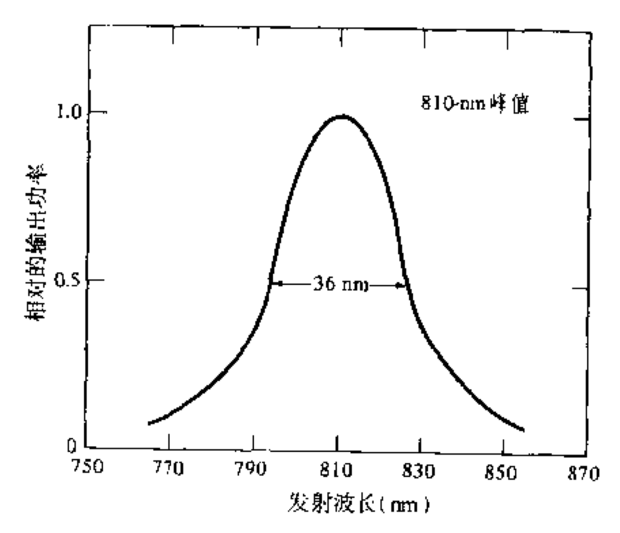


图4.12 x=0.08的典型$Ga_{1-x}Al_xAs$发光二极管的光谱图。其半最高功率点间的谱宽为36 nm

GaAlAs和InGaAsP合金之所以被选做半导体光源材料，主要是因为通过适当使用二元合金材料、三元合金材料和四元合金材料化合物，有可能较好地匹配异质结端面的晶格参数。如果要使两种相邻异质结的晶格参数匹配得非常好，必须降低端面缺陷并尽可能减小由于温度变化引起的张力。这些因素直接影响光源的辐射效率和寿命。使用能量E和频率ν之间的基本量子力学关系式：

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

通过下面等式，可以将峰值发光波长λ（μm）与带隙能量E_g（eV）之间的函数关系用下面的方程式表示：

$$\lambda(\mu m) = \frac{1.240}{E_g(\text{eV})} \tag{4.3}$$

各种III-V族化合物的带隙能量E_g与晶格距离（或晶格常数）a_0之间的关系如图4.13所示。

通过选择两种具有相同晶格常数和不同带隙能量（带隙差异用来限制载流子溢出）的组合材料，可以构建出具有匹配晶格常数的异质结。在三元合金GaAlAs中，带隙能量E_g与晶格距离a_0之间的关系由图4.13中连接GaAs材料（E_g=1.43 eV、a_0=5.64 Å）与AlAs材料（E_g=2.16 eV、a_0=5.66 Å）的虚线决定。当$0 \leqslant x \leqslant 0.37$（直接带隙范围）时，带隙能量$E_g$可由以下经验公式得到：

$$E_g = 1.424 + 1.266x + 0.266x^2 \tag{4.4}$$

确定E_g的值后，由公式（4.3）就可得到峰值发光波长。

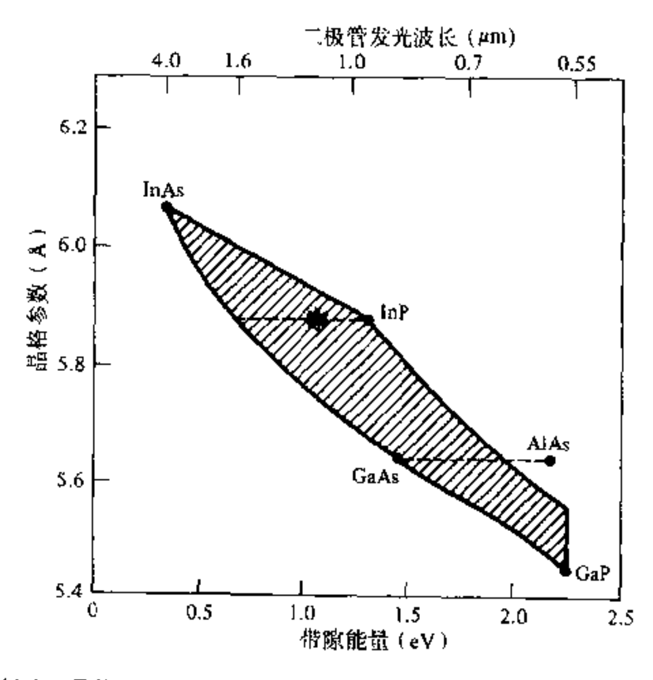


图4.13 室温条件下，晶格距离、能隙和二极管发光波长之间的关系。阴影部分对应四元合金InGaAsP，星号（*）表示$In_{0.8}Ga_{0.2}As_{0.35}P_{0.65}$（$E_g \approx 1.1$ eV）与InP晶格常数匹配（经允许复制于Optical Fibre Communications by Tech.Staff of CSELT，© 1980，McGraw-Hill Book Company）

例4.3 计算x=0.07时，$Ga_{1-x}Al_xAs$激光器的峰值发光波长。由（4.4）式可得E_g=1.5 eV，再由（4.3）式得λ=0.82 μm。

四元合金InGaAsP的带隙能量和晶格常数的变化范围要相对大得多，如图4.13中阴影部分所示。这些材料一般是从InP衬底上生长而成的，所以沿图4.13中通过InP点的虚线选择合适的化合点，可以获得晶格匹配的结构。沿着这条虚线，摩尔比例x和y在$0 \leqslant x \leqslant 0.47$时满足关系式$y \simeq 2.20x$。对与InP晶格匹配的$In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$材料，其带隙能量$E_g$（eV）按下式变化：

$$E_g=1.35-0.72y+0.12y^2 \tag{4.5}$$

在这种材料中，带隙能量确定的波长变化范围为0.92~1.65 μm。

例4.4 对合金$In_{0.74}Ga_{0.26}As_{0.57}P_{0.43}$（也就是$x$=0.26、$y$=0.57），从（4.5）式可得$E_g$=0.97 eV，所以由（4.3）式有$\lambda$=1.27 μm。

虽然当发光波长在800 nm左右时，LED的FWHM功率谱宽约为35 nm，但对于长波长材料其谱宽会有所增加。对于中心工作波长在1300~1600 nm范围的器件，FWHM谱宽在70~80 nm左右。图4.14给出了一峰值发光波长为1300 nm器件的光谱图。需要补充的一点是，因为器件结构对辐射光的内吸收作用不同，面发光二极管的输出光谱要比边发光二极管的宽一些，如图4.14所示。

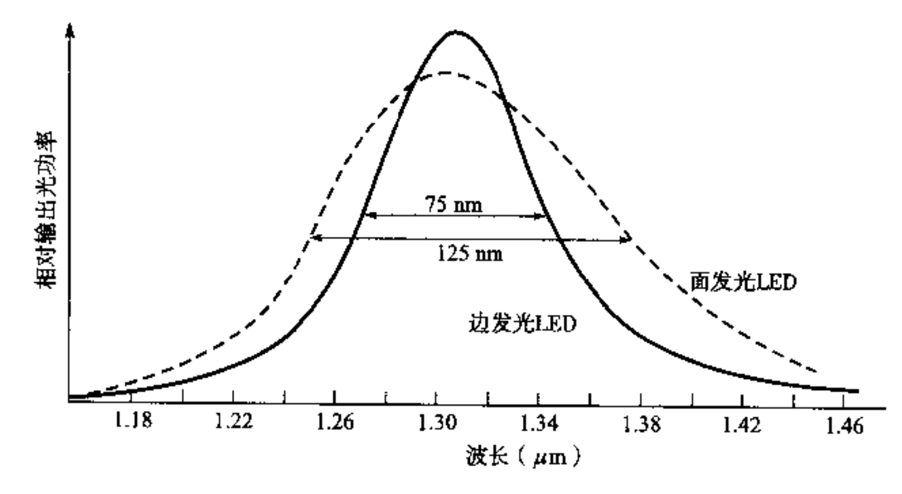


图4.14 峰值发光波长为1310 nm时，边发光LED和面发光LED的典型光谱图。随着波长增加，将展宽光谱；相对而言，面发光LED的光谱要更宽一些

4.2.3 量子效率和LED的功率

由于p型材料和n型材料中的电子和空穴过剩，于是在器件的接触面上注入载流子时就会在半导体光源内产生少数载流子。因为晶体要呈电中性，所以额外电子n的密度与额外空穴p的密度相等。当停止载流子的注入时，载流子密度就会恢复到一个平衡值。一般额外的载流子密度按以下公式呈指数衰减：

$$n = n_0 e^{-t/\tau} \tag{4.6}$$

其中的n_0是初始时刻注入的额外电子密度。时间常数τ是载流子寿命，它是电光器件最重要的工作

参数，取值范围从几个毫秒到零点几个纳秒，这主要由材料的组成及器件缺陷决定。

额外载流子的复合既可能是辐射性的，也可能是非辐射性的。在辐射性复合中，会有一个能量为$h\nu$（约等于带隙能量）的光子发射出来。而非辐射性复合作用包括了有源区的光吸收（自吸收）、异质结界面的载流子复合和将电子–空穴复合所释放的能量以动能形式转移到其他载流子的Auger过程。

当有恒定电流输入到LED中时，会建立起一个平衡条件。也就是说，由于注入载流子的产生和复合都是成对的，因此器件内是保持电中性的，从而使额外电子密度和额外空穴密度相等。总的载流子生成速率是外部供应速率与热生成速率之和。外部供应速率由J/qd求得，其中J是电流密度，单位为A/cm^2，q是电子电荷，d是复合区厚度，热生成速率为n/τ。于是，LED中的载流子复合速率等式为：

$$\frac{dn}{dt}=\frac{J}{qd}-\frac{n}{\tau} \tag{4.7}$$

如果要满足平衡条件，必须令（4.7）式等于零，于是得到：

$$n=\frac{J\tau}{qd} \tag{4.8}$$

由这个关系式可知，当输入恒定电流时有源区的电子密度也是一个常数。

有源区的内量子效率是指辐射性复合电子–空穴对所占的比例。如果辐射性复合速率为R_r、非辐射性复合速率为R_{nr}，则内量子效率η_{int}是辐射性复合速率与总的复合速率之比。即：

$$\eta_{int}=\frac{R_r}{R_r+R_{nr}} \tag{4.9}$$

若额外载流子按指数规律衰减，辐射性复合寿命为$\tau_r=n/R_r$、非辐射性复合寿命为$\tau_{nr}=n/R_{nr}$。于是，内量子效率可以表示为：

$$\eta_{int}=\frac{1}{1+\tau_r/\tau_{nr}}=\frac{\tau}{\tau_r} \tag{4.10}$$

等式中整体复合寿命（bulk recombination lifetime）τ为：

$$\frac{1}{\tau}=\frac{1}{\tau_r}+\frac{1}{\tau_{nr}} \tag{4.11}$$

一般情况下，对于直接带隙半导体如GaAlAs和InGaAsP，τ_r与τ_{nr}基本相等，也就是R_r与R_{nr}在量值上相近。所以单同质结LED的内量子效率约为50%，而具有双异质结结构的LED的内量子效率能达到60%~80%。能获得这么高的量子效率是因为这种结构器件的有源区很薄，因此可以有效减小自吸收作用，从而降低非辐射性复合的比率。

如果注入到LED中的电流为I，则每秒钟内总的载流子复合数量为：

$$R_r+R_{nr}=I/q \tag{4.12}$$

将（4.12）式代入（4.9）式，得到$R_r=\eta_{int}I/q$。注意到R_r是每秒钟内产生的总光子数量，而且每个光子具有能量$h\nu$，于是可以得到LED的内部发光功率为：

$$P_{int}=\eta_{int}\frac{I}{q}h\nu=\eta_{int}\frac{hcI}{q\lambda} \tag{4.13}$$

例4.5　一双异质结InGaAsP材料的LED，其峰值发光波长为1310 nm，辐射性复合寿命和非辐射性复合寿命分别为30 ns和100 ns，驱动电流为40 mA。由（4.11）式可得整体复合寿命为：

$$\tau=\frac{\tau_r\tau_{nr}}{\tau_r+\tau_{nr}}=\frac{30\times100}{30+100}\text{ ns}=23.1\text{ ns}$$

利用（4.10）式可得内量子效率为：

$$\eta_{int}=\frac{\tau}{\tau_r}=\frac{23.1}{30}=0.77$$

将其代入（4.13）式则可得到内部发光功率为：

$$P_{int}=\eta_{int}\frac{hcI}{q\lambda}=0.77\frac{(6.6256\times10^{-34}\text{ J}\cdot\text{s})(3\times10^{8}\text{ m/s})(0.040\text{ A})}{(1.602\times10^{-19}\text{ C})(1.31\times10^{-6}\text{ m})}=2.92\text{ mW}$$

应注意的是，并不是光源内部产生的所有光子都能从器件中射出。要求得发射功率，必须考虑外量子效率η_{ext}，它定义为从LED中发射出的光子数目与内部产生的总光子数目之比。为了求得外量子效率，需要考虑LED表面的反射作用。如图4.15所示，在材料分界面，只有落在发散角为临界角$\phi_c=\pi/2-\theta_c$的锥体内的光子才能从LED中发射出去，本书2.2节中已对此进行了介绍。由（2.18）式可得$\phi_c=\sin^{-1}(n_2/n_1)$。其中$n_1$是半导体材料的折射率、$n_2$是外部材料的折射率，一般情况下外部为空气，所以有$n_2=1$。外量子效率可由以下公式求得：

$$\eta_{ext}=\frac{1}{4\pi}\int_0^{\phi_c}T(\phi)(2\pi\sin\phi)d\phi \tag{4.14}$$

其中$T(\phi)$是菲涅耳（Fresnel）传输系数或是菲涅耳透射系数，它由入射角ϕ确定。出于简单性的考虑，我们使用正入射时的表达式[22]：

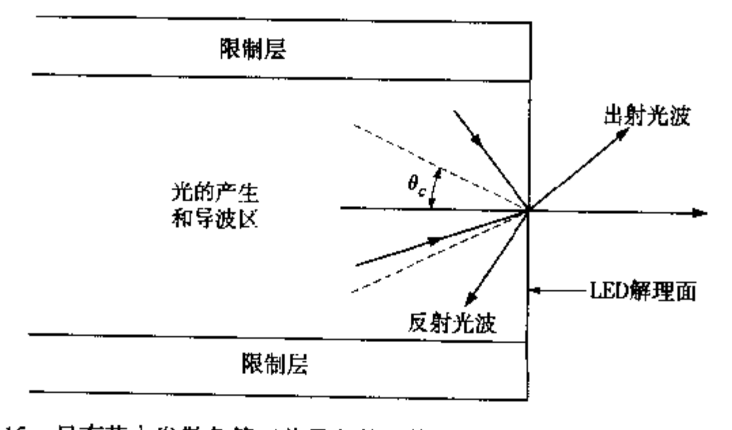


图4.15　只有落入发散角等于临界角的锥体以内的光才能从光源中发射出去

$$T(0) = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2} \tag{4.15}$$

假定外界介质为空气并令 $n_1=n$，可得 $T(0)=4n/(n+1)^2$。于是，外量子效率约为：

$$\eta_{\text{ext}} \approx \frac{1}{n(n+1)^2} \tag{4.16}$$

根据上式，可求得LED的输出光功率为：

$$P = \eta_{ext} P_{\text{int}} = \frac{P_{\text{int}}}{n(n+1)^2} \tag{4.17}$$

例4.6 假设LED材料的典型折射率 n=3.5，从（4.16）式可得 η_{ext}=1.41%。这表明内部产生的光功率仅有很小一部分能从器件中发射出去[23]。

4.2.4 LED的调制

LED的频率响应特性在很大程度上取决于以下三个因素：有源区的掺杂程度；复合区的注入载流子寿命 τ_i；LED的寄生电容。若驱动电路的调制频率为 ω，则从器件中输出的光功率按下式变化[24,25]：

$$P(\omega) = P_0\left[1 + (\omega\tau_i)^2\right]^{-1/2} \tag{4.18}$$

等式中 P_0 是零调制频率时的发射功率。寄生电容会延迟有源区载流子的注入，从而相应地延迟光的输出[26,27]。若对二极管施加一个小的恒压正向偏置，这个时延就可以忽略不计。在这种条件下，（4.18）式仍然有效，且调制频率响应仅受载流子复合时间的限制。

LED的调制带宽可从电学和光学角度给出定义。由于带宽实际上还是由相关电路所决定的，所以一般使用电学定义。其定义为电信号功率 $P(\omega)$ 降为零调制频率时功率一半的点所对应的频率宽度。这也就是电学中的3 dB带宽，即在这个频率上输出电功率相对于输入电功率下降了3 dB，如图4.16所示。

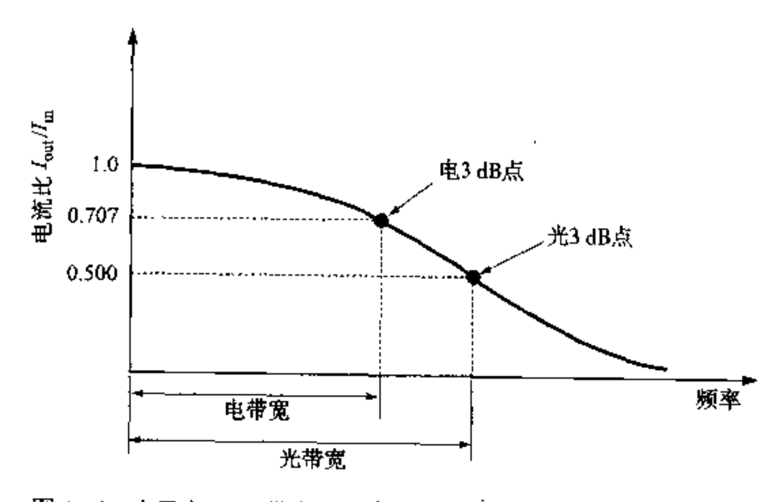


图4.16 表示电3 dB带宽点和光3 dB带宽点的光源频率响应曲线

由于光源的输出光功率与输入电流呈线性关系，因此在光学系统中，相对而言更多地用到电流指标，而电压主要用于电学系统中。因为$P(\omega)=I^2(\omega)/R$，所以调制频率为ω时的输出电功率与零调制频率时输出电功率之比可以表示为：

$$比率_{elec}=10\log\left[\frac{p(\omega)}{p(0)}\right]=10\log\left[\frac{I^2(\omega)}{I^2(0)}\right] \tag{4.19}$$

等式中$I(\omega)$是检测电路中的电流。电3 dB点即为$P(\omega)=P(0)/2$的频率点，这种情况满足下式：

$$\frac{I^2(\omega)}{I^2(0)}=\frac{1}{2} \tag{4.20}$$

或$I(\omega)/I(0)=1/\sqrt{2}=0.707$。

在某些情况中，LED的调制带宽也按调制光功率$P(\omega)$的3 dB带宽进行定义，即在这个频率上有$P(\omega)=P_0/2$。在这种情况下，3 dB带宽取决于调制频率为ω时的光功率与零调制频率光功率之比。由于检测电流直接与光功率成正比，该比值可表示为：

$$比率_{optical}=10\log\left[\frac{p(\omega)}{p(0)}\right]=10\log\left[\frac{I(\omega)}{I(0)}\right] \tag{4.21}$$

光3 dB频率点相当于电流比为1/2时的频率点。如图4.16所示，它使调制带宽扩展，对应于电功率下降6 dB的带宽。

4.3 半导体激光器

激光器有多种形式，它的尺寸小到仅相当于一颗盐粒、大到可以填满一整间屋子。产生激光的介质可以是气体、液体、绝缘晶体（固态）或半导体。在光纤通信系统中，使用到的激光光源几乎全是半导体激光器。与其他激光器（例如普通固态和气体激光器）相似，半导体激光器产生的辐射光同样具有空间、时间相干性；即输出光具有强单色性而且光束具有很好的方向性。

尽管存在这样那样的差别，但各种激光器的基本工作原理是相同的。产生激光必须要有以下三个关键过程：光子吸收；自发辐射；受激辐射。在图4.17中，以简单的二能级结构描绘了这些过程，其中E_1是基态能量、E_2是激发态能量。按照普朗克定律，两个能级间的跃迁必定会伴随着能量为$h\nu_{12}=E_2-E_1$光子的吸收或辐射。一般情况下，系统都是处于基态的，当有一个能量为$h\nu_{12}$的光子照射系统时，一个处于基态E_1的电子就会吸收这个光子的能量并跃迁到激发态E_2，此过程如图4.17(a)所示。由于这是一个非稳定状态，因此这个电子很快就又会回到基态，同时会释放出一个能量为$h\nu_{12}$的光子。由于此光子的产生并没有外界激励的作用，所以称之为自发辐射。这时辐射光是各向同性和相位随机的，表现为窄带高斯输出。

在外界激励作用下，电子也有可能从激发态向基态反向跃迁。如图4.17(c)所示，当一个受激电子还处在激发态时，若有一个能量为$h\nu_{12}$的光子照射，那么这个电子会立即向基态跃迁，同时释放出个一能量为$h\nu_{12}$的光子，此光子与入射光子具有相同的相位。这个辐射过程称为受激辐射。

在热平衡下，处于激发态的电子密度很小。大部分入射光子被吸收掉，以至于受激辐射实际上可以忽略不计。只有当处于激发态的电子数量大于基态电子数量时，受激辐射才能超过光的吸收。这种情况称为粒子数反转。由于这是一种非平衡状态，因此必须通过各种“泵浦”技术来实现粒子

数反转。在半导体激光器中，粒子数反转是通过在器件接触面向半导体中注入电子来填充导带中的低能级而实现的。

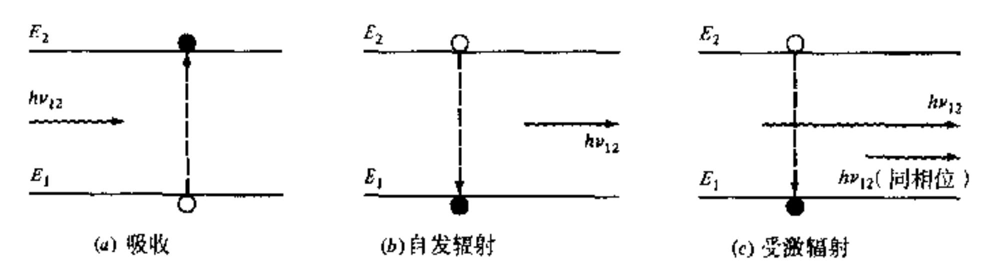


图 4.17 产生激光的三个关键的跃迁过程。空白圆圈表示电子的初始状态，实心圆圈表示最后状态。图的左边表示入射光子，图的右侧表示辐射光子

4.3.1 半导体激光器的模式和阈值条件

对于要求带宽约大于200 MHz的光纤通信系统，采用注入式半导体激光器作为光源比使用LED更为合适。半导体激光器的典型响应时间小于1 ns，光谱带宽小于或等于2 nm，并且它可以和具有小芯径和小模场直径的光纤实现耦合，注入光纤的功率可达几十毫瓦。实际使用的所有半导体激光器都是多层异质结器件。正如在4.2节中提到的，双异质结LED设备是由异质结注入式半导体激光器对载流子和光的有效限制而改进得来的。与半导体激光器相比，LED获得了更快的发展与应用，这主要是因为它固有的结构简单、辐射光功率具有较好的温度独立性，而且LED不存在严重的性能劣化（见4.5节）。由于需要将电流限制在一个很小的激光谐振腔中，因而半导体激光器的结构更为复杂。

半导体激光器的受激辐射光是由电子在价带与导带之间连续分布的能级间跃迁而产生的，这与气体和固体激光器不同，它们的辐射性跃迁仅发生在离散的原子或分子能级上。如图4.18所示，半导体激光器的辐射光在法布里－珀罗（Fabry-Perot）腔[1-3]中产生，在大多数激光器中都会采用这样的谐振腔。但在半导体激光器中，这种谐振腔要小得多，其长度约为250~500 μm、宽度约为5~15 μm、厚度约为0.1~0.2 μm。这些尺寸通常称为谐振腔的纵向尺寸、水平横向尺寸和垂直横向尺寸。

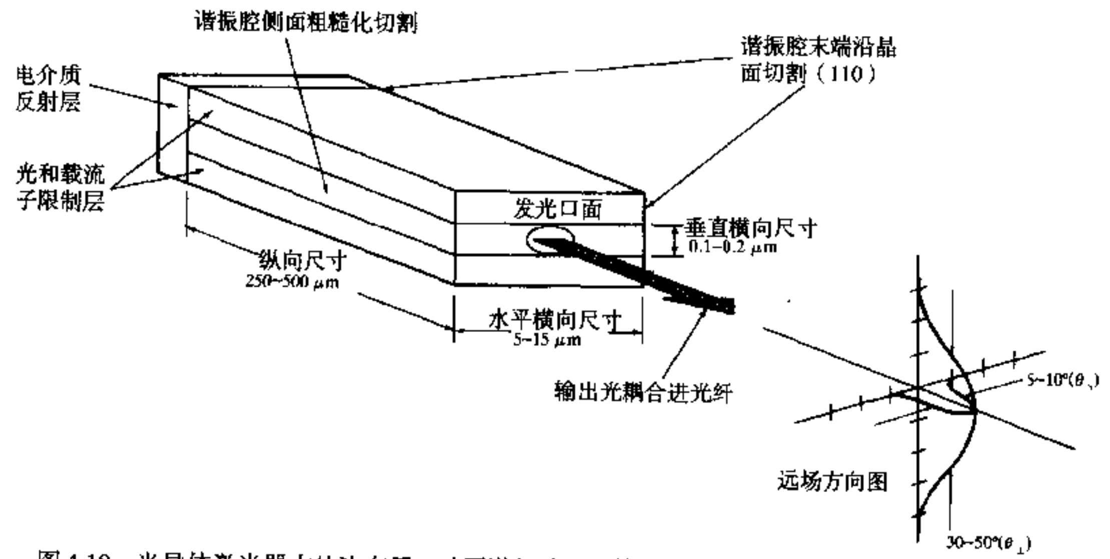


图4.18 半导体激光器中的法布里－珀罗谐振腔，晶体末端的解理面提供部分反射功能，后端面（未使用）可以涂覆一层电介质反射层以减小腔内的光损耗。注意，尽管在有源区的口面上的激光光斑呈水平椭圆形状，但从激光器发射出的光束形成垂直椭圆形光束

在半导体激光器的法布里-珀罗腔中，使用一对平行放置的部分反射镜来构成谐振腔。沿半导体晶体方向在自然晶体上刻两条平行的裂缝就形成了所谓的解理面，该面即可充当反射镜。反射镜的作用是提供强的纵向光反馈，从而将器件转化为振荡器，它通过增益机理来补偿腔内的光损耗。激光器谐振腔可能会有许多谐振频率，但其仅会在那些增益足以克服损耗的频率上振荡。谐振腔的侧面进行了有意的粗糙化处理，其目的是为了避免光在这些方向上出现不必要的辐射。

还有一种类型的半导体激光器，我们称之为分布反馈式（DFB）激光器[1,8,28-31]，它不需要解理面进行光反馈。图4.19给出了典型的DFB激光器结构。这种器件的制作与法布里-珀罗腔型激光器类似，但其是由布喇格（Bragg）反射器（也就是布喇格光栅）或周期性折射率波纹（也称分布反馈波纹）来产生反馈并形成激光辐射的。根据半导体的长度，这种波纹分布可以应用到器件的多层结构中，其详细介绍见4.3.6节。

一般情况下，仅需要在激光器的前端面也就是与光纤耦合的端面输出全部光。于是，可在激光器的后端面沉积一个电介质反射层，以此来降低谐振腔内的光损耗和电流密度阈值（激光器开始起振时的电流值）并提高外量子效率。在采用六层反射体[32]的结构中，反射率可超过98%。

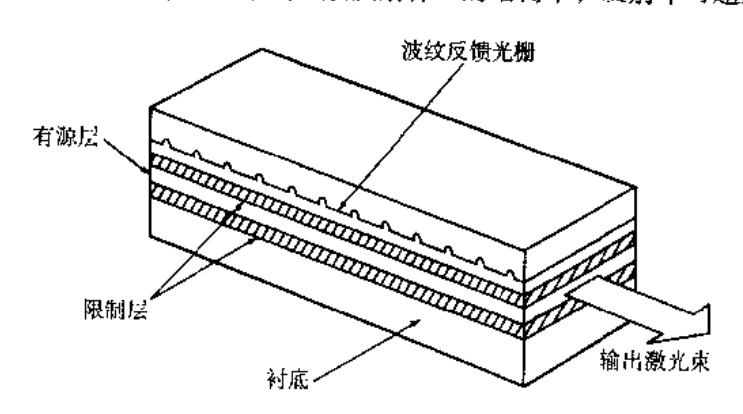


图4.19　分布反馈式（DFB）半导体激光器的结构示意图

在半导体激光器的谐振腔内，辐射光建立起的电磁场模式称为谐振腔模式（关于模式的具体介绍见2.3和2.4节）。它们能很方便地划分为横电（TE）模式和横磁（TM）模式两类，每类模式都能通过沿谐振腔主轴分布的纵向电磁场、水平横向电磁场以及垂直横向电磁场的半正弦变化来进行描述。其中，纵向模式与谐振腔的长度L相关，该模式决定辐射光的主要光谱结构。由于L远大于激光波长（约1 μm），因此在谐振腔中会存在许多纵向模式。水平横模分布在pn结平面内，它取决于谐振腔的宽度以及边壁的制备情况，同时该模式又决定了激光束的水平横向分布特性。垂直横模与pn结垂直方向上的电磁场和波形相关。由于以上三种模式分布在很大程度上决定了激光器的特性，例如辐射方向图（输出光功率的角分布）和阈值电流密度等，因而这三种模式是极为重要的。

为了确定激光器的受激辐射条件与谐振频率，这里利用电场的复数矢量来表示电磁波的纵向（即垂直于反射面的轴向）传播：

$$E(z,t)=I(z)e^{j(\omega t-\beta z)} \tag{4.22}$$

等式中$I(z)$是电场强度、ω是光谐振频度、β是传播常数（见2.3.2节）。

当半导体激光器内达到光放大的条件时，激光器就能产生受激辐射。这要求必须获得粒子数反转分布。也可以根据光强I、吸收系数α_λ及法布里-珀罗腔内的增益系数g这三者之间的基本关系来理解受激辐射条件。特定模式的受激辐射率与模式的辐射强度成正比，一个由光子能量$h\nu$确定的辐射强度激光腔内的传播距离z按指数规律变化，即遵循以下关系：

$$I(z)=I(0)\exp\{[\Gamma g(h\nu)-\overline{\alpha}(h\nu)]z\} \tag{4.23}$$

其中$\overline{\alpha}$是光路径上材料的有效吸收系数；Γ是光场限制因子，也就是有源层光功率与总的光功率之间的比值（见习题4.11中关于垂直横向限制因子与水平横向限制因子的详细描述）。

通过光学谐振腔的反馈机制，可以对特定模式的光进行选择性放大。在两个部分反光的平行反射镜之间往返传播的过程中，那些具有最高光增益系数的辐射光将保留下来，并在谐振腔的往返传播过程中不断放大。

在谐振腔的一个往返过程中（z=2L），若有一个或几个导波模的增益超过腔中的光损耗，那么此时就能发射激光。在往返传播中，光分别以系数R_1和R_2在端面1和端面2上反射，其中R_1和R_2是镜面反射率或菲涅耳反射系数，它的值由下式给出：

$$R=\left(\frac{n_1-n_2}{n_1+n_2}\right)^2 \tag{4.24}$$

上式是在两个折射率分别为n_1和n_2的材料分界面上光的反射率。于是由受激辐射条件，（4.23）式可以写成：

$$I(2L)=I(0)R_1R_2\exp\{2L[\Gamma g(h\nu)-\overline{\alpha}(h\nu)]\} \tag{4.25}$$

在受激辐射阈值上，会建立起一个稳定振荡，而且返回光波的幅度与相位都要和初始光波的相等。所以有以下条件：

$$I(2L)=I(0) \tag{4.26}$$

和相位条件：

$$e^{-j2\beta L}=1 \tag{4.27}$$

由相位条件（4.27）式可以确定法布里－珀罗腔的谐振频率，这将在4.3.2节做进一步的讨论。由（4.26）式，能找出有足够增益来进行持续振荡的一些模式，并能算出这些模式的振幅。在谐振腔内，受激辐射阈值条件也就是光的增益值刚好等于总的损耗α_t。从（4.26）式可得阈值条件为：

$$\Gamma g_{th}=\alpha_t=\overline{\alpha}+\frac{1}{2L}\ln\left(\frac{1}{R_1R_2}\right)=\overline{\alpha}+\alpha_{\text{end}} \tag{4.28}$$

等式中α_{end}是激光腔的反射镜损耗。由上式可知，要想使激光器产生受激辐射，必须有$g \geq g_{\text{th}}$。这说明使粒子数反转分布的泵浦源必须足够强，以至于其产生的增益能超过谐振腔中所有能量损耗因素之和。

例4.7　对于GaAs材料，其非涂覆解理面上R_1=R_2=0.32（也就是32%的辐射光在端面上被反射），$\overline{\alpha}\simeq 10\ \text{cm}^{-1}$。由（4.28）式可得，对于$L$=500 μm的半导体激光器，$\Gamma g_{\text{th}}=33\ \text{cm}^{-1}$。

满足（4.28）式的模式首先达到阈值条件。理论上，一旦某个模式达到阈值条件，所有注入激光器的附加能量都会转移到这个模式上，使得其能量得到增长。实际上，各种不同现象导致了不止一个模式被激励[1]。对纵向单模工作条件的研究发现，决定模数量的最重要因素是有源区厚薄程度以及温度稳定性。

输出光功率与激光器驱动电流之间的关系如图 4.20 所示。在低驱动电流时，只存在自发辐射现象。此时具有很宽的光谱范围和很宽的横向光束宽度，这与 LED 比较相似。在受激辐射阈值点附近，曲线形状会有一个显著的变化，光功率随电流的增加而急剧增大。过了此转换点后，光谱范围与光束宽度都会随着驱动电流的增加而减小。最终的谱宽度约为 1 nm，达到阈值点后，完全窄化了的光束的水平横向宽度约为 5~10°。阈值电流 I_{th} 一般是通过功率-电流曲线受激辐射范围的外推法来进行定义的，如图 4.20 所示。在输出光功率比较高时，由于 pn 结受热，曲线的斜率会下降。

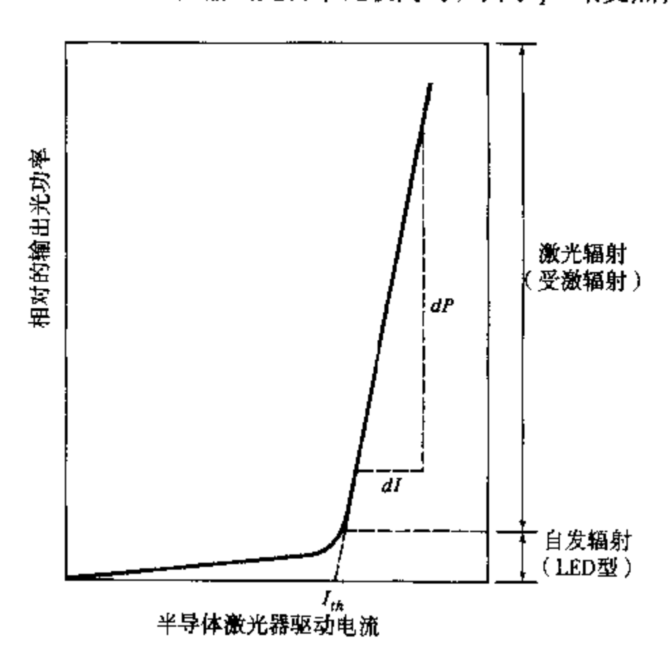


图 4.20　输出光功率与半导体激光器驱动电流之间的关系，在受激辐射阈值点以下，输出光是 LED 型的自发辐射光

对于具有强载流子限制作用的激光器结构，受激辐射电流密度阈值 J_{th} 与激光器受激辐射阈值增益有一个很好的近似关系式：

$$g_{th} = \beta J_{th} \tag{4.29}$$

等式中 β 是由器件的具体结构所决定的一个常数（见习题 4.15）。

4.3.2　半导体激光器的速率方程

通过考查控制有源区光子和电子相互作用的速率方程，可以确定输出光功率与激光器驱动电流之间的关系。在前面已经提到过，总的载流子数量由注入载流子数目、自发复合数目和受激辐射数目三者决定。对于载流子限制区厚度为 d 的 pn 结，速率方程为：

$$\frac{d\Phi}{dt} = Cn\Phi + R_{sp} - \frac{\Phi}{\tau_{ph}} \tag{4.30}$$

= 单位时间内受激辐射光子数量 + 单位时间内自发辐射光子数量 − 单位时间内损失光子数量

它决定了光子数量 Φ 的值，同时有：

$$\frac{dn}{dt}=\frac{J}{qd}-\frac{n}{\tau_{sp}}-Cn\Phi \tag{4.31}$$

＝单位时间内注入载流子数量－单位时间内自发复合数量
－单位时间内受激辐射数量

上式决定了电子数目n随时间的变化规律。其中C是描述光吸收与辐射相互作用强度的系数，R_{sp}是自发辐射成为激光模式的载流子速率（它远小于总的自发辐射速率），τ_{ph}是光子寿命、τ_s是自发复合寿命，J是注入电流密度。

考虑激光腔中所有对载流子数目有影响的因素，可以使（4.30）式与（4.31）式达到平衡。（4.30）式的右式中，第一项是由受激辐射所产生的光子数，第二项是由自发辐射所产生的光子数，第三项是由于激光腔的损耗所造成的光子损失数。（4.31）式的右式中，第一项表示当电流注入器件时导带中电子浓度的增加量，第二项和第三项分别表示由子自发复合和受激复合所引起的导带中的电子损失数。

在稳态下求解这两个方程，可以得到输出光功率的表达式。所谓稳态，即（4.30）式与（4.31）式等于零。首先，假定（4.30）式中的R_{sp}可以忽略不计，注意到当Φ较小时，$d\Phi/dt$必须大于零，于是得到：

$$Cn-\frac{1}{\tau_{ph}}\geqslant 0 \tag{4.32}$$

这表明要使Φ值增加，n必须大于阈值n_{th}。根据（4.31）式，n_{th}可由阈值电流密度J_{th}来表示，J_{th}为当光子数Φ=0时，稳态下保持在反转能级$n=n_{th}$上所需的电流密度，其关系式如下：

$$\frac{n_{th}}{\tau_{sp}}=\frac{J_{th}}{qd} \tag{4.33}$$

这个表达式定义了当仅考虑自发辐射衰减机制时，激光器维持额外电子浓度所需的电流。

接下来，在达到受激辐射阈值的稳态条件下考虑光子和电子速率方程。此时（4.30）式与（4.31）式可以写成：

$$0=Cn_{th}\Phi_s+R_{sp}-\frac{\Phi_s}{\tau_{ph}} \tag{4.34}$$

和

$$0=\frac{J}{qd}-\frac{n_{th}}{\tau_{sp}}-Cn_{th}\Phi_s \tag{4.35}$$

其中Φ_s是稳态光子浓度。将（4.34）式与（4.35）式相加，然后用（4.33）式代替n_{th}/τ_{sp}，得到每单位体积内的光子数为：

$$\Phi_s=\frac{\tau_{ph}}{qd}(J-J_{th})+\tau_{ph}R_{sp} \tag{4.36}$$

上式右侧第一项是由受激辐射所产生的光子数，这些光子的功率一般集中在一个或几个特定模式上。

第二项是由自发辐射所产生的光子数，它们不具有模式选择性，其功率分布在腔体内所有可能的模式上，模式数量可达 10^8 量级。

4.3.3 外量子效率

我们定义外微分量子效率 η_{ext} 为超过阈值时每个电子－空穴对的辐射性复合所产生的光子数。假设刚过阈值时增益系数 g_{th} 为一恒定值，则 η_{ext} 为[1]：

$$\eta_{ext} = \frac{\eta_i(g_{th} - \overline{\alpha})}{g_{th}} \tag{4.37}$$

等式中 η_i 是内量子效率。对于半导体激光器，这个量难于准确确定，但大量测试结果表明，在室温下 $\eta_i \simeq 0.6 \sim 0.7$。在实验中，常通过辐射光功率 P 与驱动电流 I 曲线的直线部分来计算 η_{ext}，这样可以得到：

$$\eta_{ext} = \frac{q}{E_g}\frac{dP}{dI} = 0.8065\lambda(\mu m)\frac{dP(mW)}{dI(mA)} \tag{4.38}$$

等式中 E_g 是使用电子伏特（eV）表示的带隙能量、dP 是当驱动电流增加 dI 时辐射光功率的增加量、λ 是辐射波长。对于标准半导体激光器，外微分量子效率的典型值为 15%~20%，对于高性能器件，外微分量子效率则可达到 30%~40%。

4.3.4 谐振频率

现在让我们回到（4.27）式来讨论激光器的谐振频率。当满足下式时，（4.27）式中的条件成立：

$$2\beta L = 2\pi m \tag{4.39}$$

等式中 m 是一个整数。由（2.46）式可知，传播常数 $\beta = 2\pi n/\lambda$，于是有：

$$m = \frac{L}{\lambda/2n} = \frac{2Ln}{c}\nu \tag{4.40}$$

等式中 $c=\nu\lambda$。这表明当反射镜间的距离为半波长的 m（整数）倍时，谐振腔产生共振（也就是在谐振腔产生驻波分布）。

由于在所有的激光器中，增益是频率（或波长，$c=\nu\lambda$）的函数，于是满足（4.40）式的将是一个频率（或波长）范围。每个频率对应激光器的一个振荡模式。究竟有多少频率满足（4.26）式和（4.27）式是由激光器的结构决定的。由以上的分析可知，激光器有单模与多模之分。可假设增益和频率间有以下形式的高斯关系：

$$g(\lambda) = g(0)\exp\left[-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{2\sigma^2}\right] \tag{4.41}$$

等式中 λ_0 是光谱的中心波长、σ 是增益谱宽，增益最大值 $g(0)$ 与反转的粒子数量成正比。

现在我们来考虑多模激光器的频率、波长及模式间距。这里仅考虑纵向模式。需要提醒的一点是，对于每个纵向模式，可能会由于在传播过程中谐振腔壁面的反射作用而产生一个或多个横向模式[1,3]。为确定频率间隔，设有两个频率为 ν_{m-1} 和 ν_m 的相邻模式，由（4.40）式可以得到：

$$m-1=\frac{2Ln}{c}\nu_{m-1} \tag{4.42}$$

和

$$m=\frac{2Ln}{c}\nu_m \tag{4.43}$$

将（4.43）式减去（4.42）式，得到：

$$1=\frac{2Ln}{c}(\nu_m-\nu_{m-1})=\frac{2Ln}{c}\Delta\nu \tag{4.44}$$

由上式可以求得频率间隔为：

$$\Delta\nu=\frac{c}{2Ln} \tag{4.45}$$

利用关系式 $\Delta\nu/\nu=\Delta\lambda/\lambda$，可得波长间隔表达式：

$$\Delta\lambda=\frac{\lambda^2}{2Ln} \tag{4.46}$$

根据（4.41）式和（4.46）式，可以得到多模激光器的典型增益－频率曲线所决定的输出光谱，如图 4.21 所示。确切的模数量以及它们的相对高度和间隔由激光器的结构决定。

例 4.8 有一 GaAs 激光器，工作波长为 850 nm、激光器长 500 μm、材料折射率 n=3.7。请问，频率间隔和波长间隔为多少？若在半功率点 $\lambda-\lambda_0$=2 nm处，增益谱宽 σ 为多少？

根据从（4.45）式，有 $\Delta\nu$=81 GHz，从（4.46）式得到 $\Delta\lambda$=0.2 nm。将 $g(\lambda)=0.5g(0)$ 代入（4.41）式可以求得 σ=1.70 nm。

4.3.5 半导体激光器结构和辐射方向图

除了能将横向的光和载流子限制在异质结之间，要使半导体激光器有效地工作，还必须满足以下基本要求：电流必须严格限制于激光器长度方向的窄条以内。科研人员提出了许多能实现这种功能的新颖方法，这些方法在不同程度上是成功的，但所有的努力都是为了以下目标：限制横模的数量以将激光辐射限制在单光丝内；获取稳定的横向增益；保证阈值电流相对较低。

图 4.22 给出了对激光实现横向限制的三种基本结构[8]。在第一种结构中，沿激光器长度方向放置一个窄的条形电极（其宽度小于 8 μm）。注入器件中的电子和空穴会改变紧位于电极下有源层材料的折射率，注入的载流子会建立起一个弱的复杂波导，它能实现对光的横向制约。这种器件通常称为增益导引激光器。虽然这种激光器的辐射光功率可超过 100 mW，但其工作极不稳定而且有很强的散光性，输出光束具有如图 4.22(a)所示的双峰。

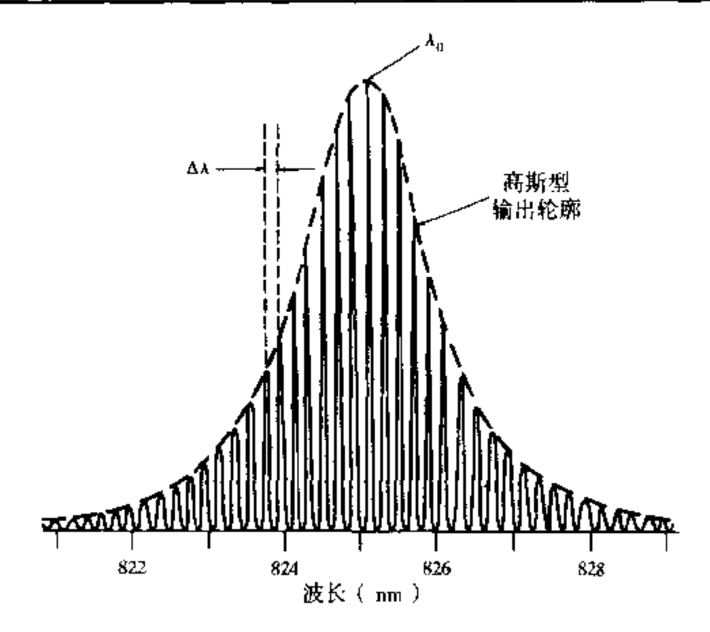


图4.21　一增益导引型GaAlAs/GaAs激光器的典型输出光谱（经允许本图复制于K.Peterman and G.Arnold，IEEE J. Quantum Electron.，vol.18，pp.543-555，Apr.1982，© 1982，IEEE）

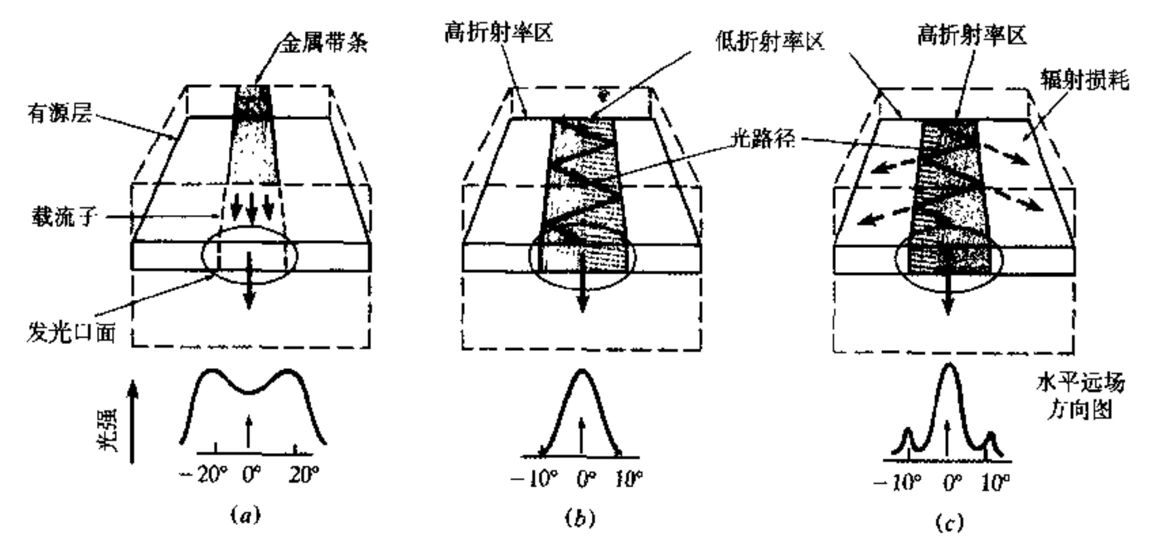


图4.22　在水平方向约束光波的三种基本结构：(a)增益导引波导中，流过条形金属接触面的电子改变有源层的折射率；(b)正折射率波导在有源区的中心部分具有较高的折射率；(c)负折射率波导在有源区的中心部分具有较低的折射率（经允许本图复制于Botez，© 1985，IEEE）

采用图4.22(b)和4.22(c)的结构可使器件具有更好的稳定性。在这两种结构中，以横向方向构成电介质波导结构。在这种结构中，通过各种材料的折射率变化来控制激光器中的横模的，因此称之为折射率导引激光器。如果某个特定的折射率导引激光器仅支持基横模和基纵模，则它就是所谓的单模激光器。这样的器件发射单模和很好的准直光束，其强度按钟形高斯曲线分布。

折射率导引激光器有正折射率波约束结构与负折射率波约束结构两种。在正折射率波导中，中心区的折射率比其周围材料的折射率都要高。于是，所有的导行光在电介质边界反射，这就好像光纤的纤芯－包层界面。合理选择折射率的差异及高折射率区的宽度，可以制作出仅支持基横模的器件。

在负折射率波导中，有源层中心区域的折射率比其周围材料的折射率都要低。在电介质边界上，仅有部分光反射回来，其余的都折射到周围材料中并被损耗掉。这种辐射损耗会在远场辐射方向图中出现，即在主光束旁出现了窄的旁瓣，如图4.22(c)所示。由于基模在这种器件中具有比其他模式都小的损耗，因此基模最先产生受激辐射。相对而言，正折射率激光器是折射率导引激光器的两种基本结构中使用得更为普遍的一种。

折射率导引激光器可以采用四种基本结构中的任何一种制作。这四种结构分别是掩埋异质结结构、选择性扩散结构、厚度可变结构及弯曲层结构。掩埋异质结（BH）结构如图4.23所示，它在双异质结材料上腐蚀一个窄条形晶体台面（1~2 μm宽）。将条形晶体台面嵌入到高阻抗晶格匹配材料中，并且这些材料具有适当的带隙和较低的折射率。发光波长在800~900 nm的激光器采用GaAlAs材料和GaAs有源层，发光波长在1300~1600 nm的激光器通常采用InP材料和InGaAsP有源层。于是，这种结构能将所产生的光紧密地限制在横向波导中。许多这种结构的改进型用于制作高性能的半导体激光器[6,7]。

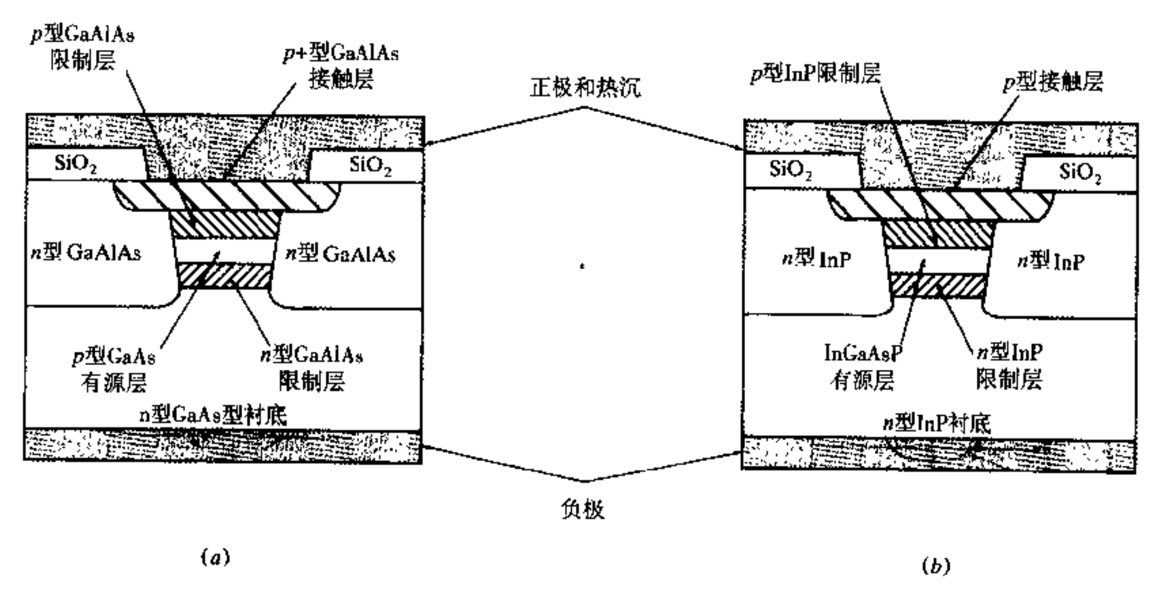


图4.23 (a) 短波长（800~900 nm）GaAlAs掩埋异质结半导体激光器；(b) 长波长（1300~1600 nm）InGaAsP掩埋异质结半导体激光器

选择性扩散结构如图4.24(a)所示。在这种结构中，化学杂质（如GaAlAs激光器中的锌（Zn）和InGaAsP激光器中的镉（Cd））将扩散到条形金属电极下的有源层。这些杂质改变有源层的折射率分布，并形成一个水平波导通道。在如图4.24(b)所示的厚度可变结构中，先在衬底上腐蚀一个通道（或其他的拓扑结构如台面、梯形沟道），再利用液相外延法在通道中再生长一个晶体层。这个过程填充了通道中的凹陷并形成一个凸起部分，于是使有源层和限制层产生了一个厚度的变化。当光波遇到图4.24(b)中所示的局部厚度变化时，厚的部分就充当高折射率材料所构成的正折射率波导。如图4.24(c)所示，在弯曲层结构中，先在衬底上腐蚀一个台面，然后利用汽相外延法生长一层与台面结构相同的半导体材料层。这时有源层的厚度不会发生变化，但在横向有一个弯曲。当光沿有源区台面的平坦顶部传播时，弯曲部分两侧的低折射率材料就会将光限制在这个横向通道中。

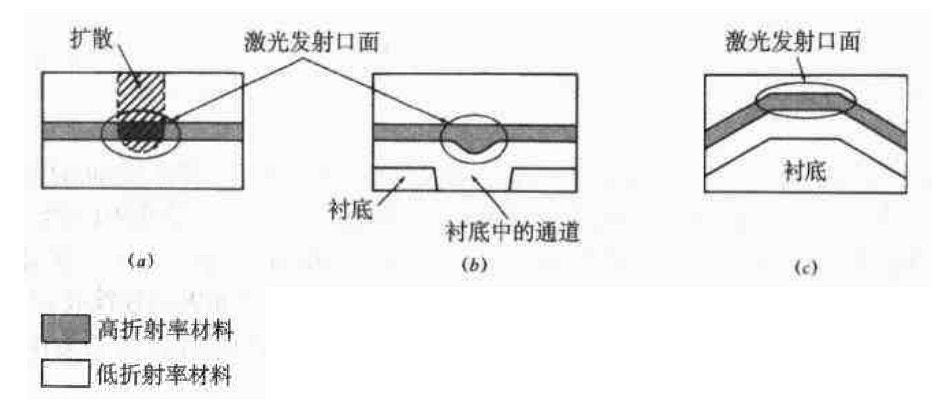


图4.24 三种正折射率光波限制结构：(a)选择性扩散；(b)厚度可变；(c)弯曲层（经允许摘自Botez，[8a]© 1985，IEEE）

除了将光波限制在横向窄条中以获得连续高输出光功率外，另外也要将电流严格限制在有源层中，使大于60%的电流用于激光器的发光。图4.25给出了四种基本的限流方法。对于每种方法，电流都受发光区的两侧所限制。限流既可通过高阻抗区实现，也可通过反向偏置的*pn*结来实现，以阻止正常情况下正向偏置的*pn*结中电流的扩散。对于连续有源层的结构，电流可限制在发光区的上侧或下侧。为了使电流从*p*型区流向*n*型区，激光器都采用正偏置。在优先掺杂扩散法中，由于反向偏置的*pn*结将电流严格限制在扩散区外，所以可以通过在*n*型区涂覆层掺入*p*型杂质材料如Zn或Cd来建立一个窄的电流通道。质子灌输法能构造出高阻抗区，于是能将电流严格限制在高阻抗区材料之间的通道内。内部带条限制法在平面材料中经腐蚀形成的通道上构成激光器结构，反向偏置的*pn*结将电流严格限制在通道的两侧之间。当有源层不连续时（如掩埋异质结），通过反向偏置使*pn*结再生，可将电流限制在台面的两侧。在半导体激光器中，可以同时使用多种限流技术。

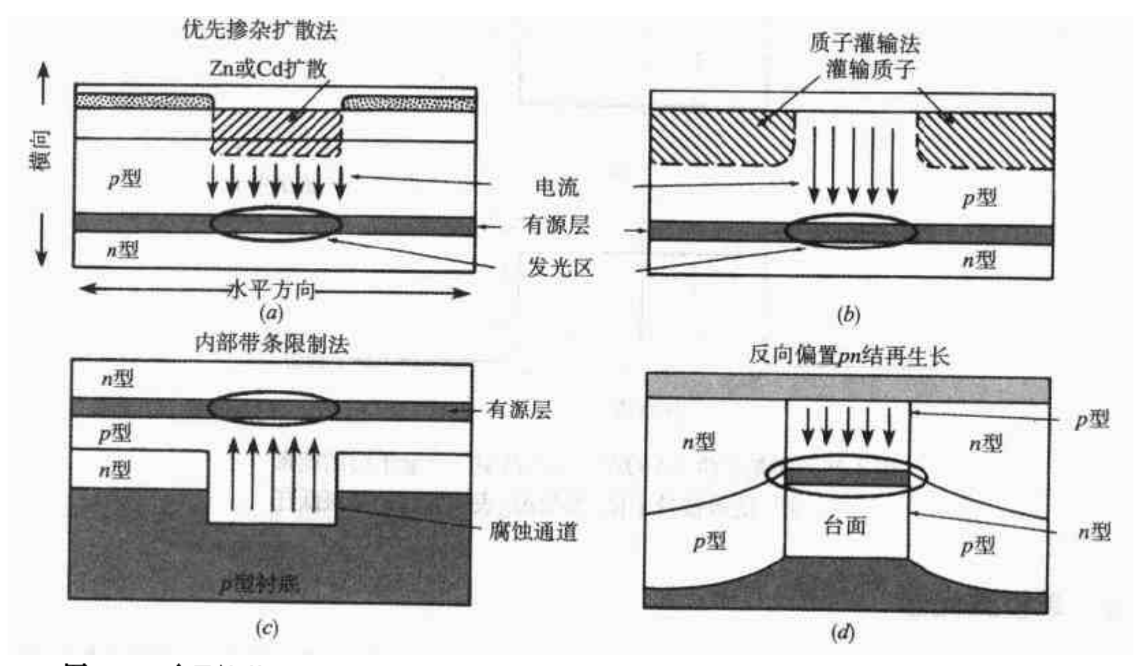


图4.25 半导体激光器中四种基本限流方案：(a)优先掺杂扩散法；(b)质子灌输法；(c)内部带条限制法；(d)反向偏置*pn*结的再生长（经允许摘自Botez，[8a]© 1985，IEEE）

在双异质结激光器中，能激励起的最高阶横模数量由波导厚度和波导边界的折射率差决定[1]。如果将折射率差保持在0.08左右，那么要想满足仅有基横模能传输，仅当有源区的厚度小于1 μm才行。

在设计激光腔的宽度与厚度时，必须综合考虑输出光束宽度与电流密度之间的关系。因为当有源区的厚度或宽度增加时，水平横向或垂直横向光束的线宽会变窄，但同时电流密度阈值会上升。在大多数的正折射率波导器件中，发光口面宽3 μm、高0.6 μm。这远大于有源层厚度，因为有大约一半的光在限制层中传播。这种激光器仅对输出光功率为3~5 mW的连续波（CW）才能可靠地工作。其中，水平横向和垂直横向的半功率光束宽度在图4.18中已给出，大约为$\theta_{\perp} \simeq 30\text{~}50°$、$\theta_{\parallel} \simeq 5 \sim 10°$。

虽然在标准的双异质结激光器中，有源层的厚度足够薄（1~3 μm），完全能够限制电子和光场，但其电特性和光特性仍与使用块状材料时相同。这限制了可能获得的电流密度阈值、调制速度及器件的线宽。通过采用有源层厚度在10 nm左右的量子阱激光器[33-35]，则这些限制都能得到克服。因为此时自由电子的运动由三维降为二维，于是它能极大地改善器件的电特性和光特性。如图4.26所示，载流子的运动被完全限制在有源层的平行平面内，从而导致了能级的量子化。我们使用ΔE_{ij}（见习题4.16）来表示可能产生光子发射的能级跃迁。量子阱激光器有单量子阱（SQW）激光器和多量子阱（MQW）激光器之分，它们分别含有单个和多个有源区。分隔有源层的部分称为势垒层。多量子阱激光器有相对较好的光模式限制特性，这就使得其电流密度的阈值相对要低些。输出波长的大小可通过调整有源层厚度d来改变。例如在InGaAs量子阱激光器中，当d=10 nm时峰值发光波长为1550 nm，而当d=8 nm时峰值发光波长变为1500 nm。

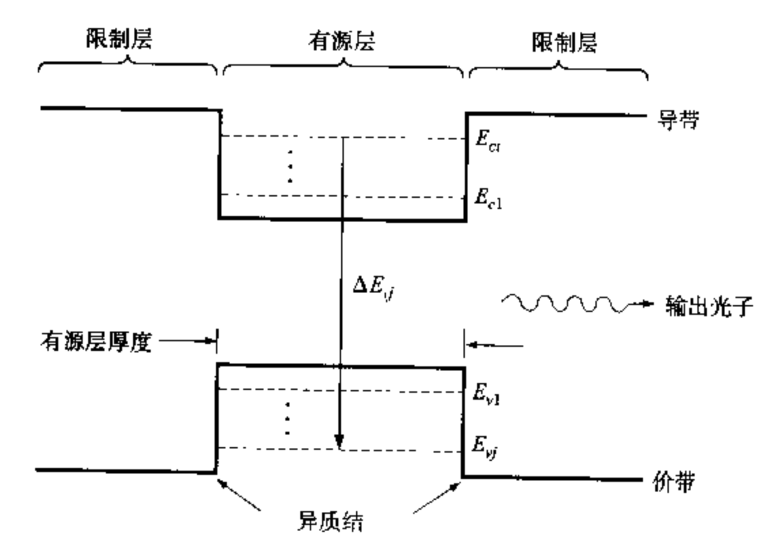


图4.26 多量子阱（MQW）激光器中一个量子层的能带图。能级被量子化，参数ΔE_{ij}表示容许的能级跃迁

4.3.6 单模激光器

在高速长距离通信系统中，必须使用单模激光器，这种激光器必须工作在单纵模和单横模状态。通常，这样的辐射光具有很窄的谱线宽度。

将激光器的辐射光限制成单纵模的一条途径是减小谐振腔的长度L，使（4.45）式中给出的相邻模式间频率间隔$\Delta\nu$大于激光器的跃迁线宽。于是也就只有一个纵模落在器件的增益谱内。例如，

对于法布里-珀罗激光腔，所有的纵模的损耗几乎都相同，当发光波长为1300 nm时，对于长为250 μm的谐振腔，其模式间波长间隔为1 nm。将腔长从250 μm降为25 μm，模式间波长间隔由1 nm增加为10 nm。但是由于谐振腔过短，使得激光器很难操作，而且输出光功率也只能有几个毫瓦[36]。

有鉴于此，产生了许多改进型器件。其中有垂直腔表面发射激光器、内建选频光栅结构激光器以及可调谐激光器。这里我们介绍前两种结构，可调谐激光器将在第10章介绍其在多波长光链路中的应用时再加以讨论。垂直腔表面发射激光器（VCSEL或VCL）[37-41]的特点是发射光垂直于半导体表面，其结构如图4.27所示。由于其结构特点，很容易将其集成到单个一维或二维阵列芯片中，这在波分复用系统中是很有吸引力的。这种器件的有源区尺寸非常小，使得其阈值电流比较低（<100 μA）。另外，在相同的输出功率下，与边发射激光器相比，它的调制带宽要大得多，这主要是因为其高光子密度使得辐射寿命降低。因为反射系数越大激光器的工作效率也会越高，因此在VCSEL中其反射系统至关重要[40]。图4.27中的反射系统由两种材料构成，其中一种为Si/SiO_2材料，另外一种是由Si/Al_2O_3构成的氧化层。

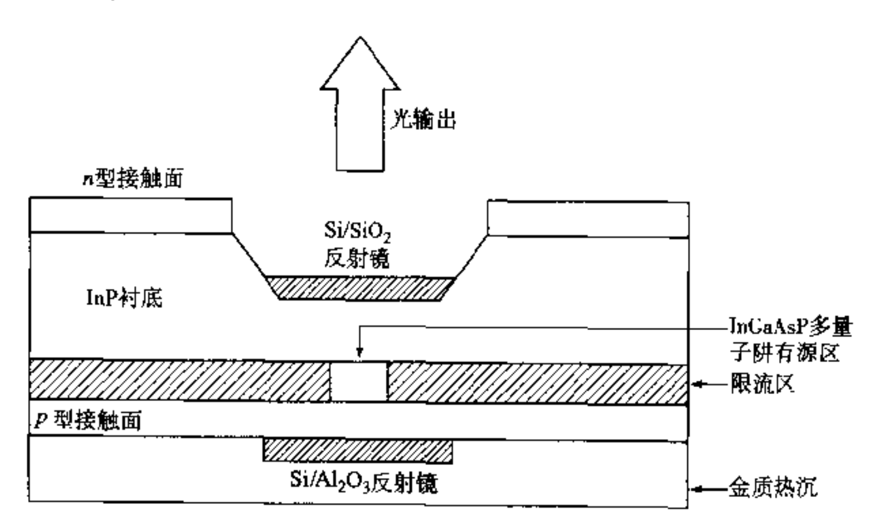
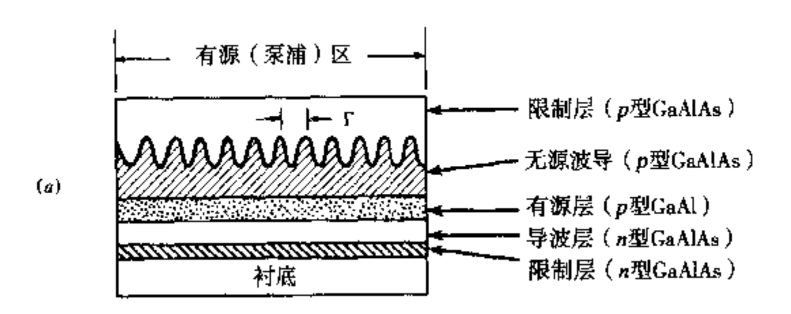


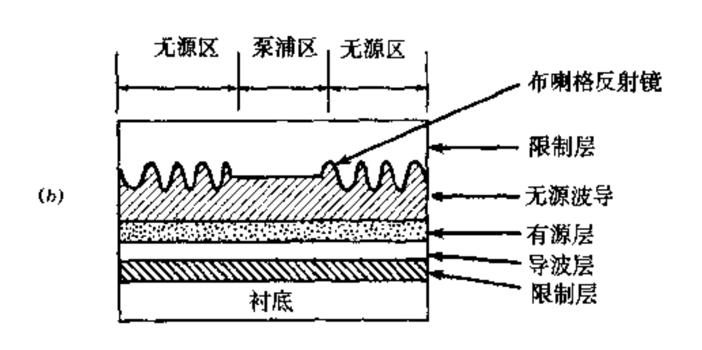
图4.27 垂直腔表面发射激光器的基本结构

使用内建选频反射器的三种激光器结构如图4.28所示。在每种结构中，选频反射器都是由与有源层毗连的波纹状无源光栅波导构成的。光波的传播方向与光栅平行。这种激光器的工作是以分布布喇格相位光栅反射器[30]的反射机理为基础的。相位光栅是折射率发生周期性变化的一个关键区域，它导致两个朝相反方向传播的光波互相耦合。当光波的波长越接近布喇格波长λ_B时，其耦合也就越强烈。其中λ_B与光栅周期Λ之间的关系为：

$$\lambda_B = \frac{2n_e\Lambda}{k} \tag{4.47}$$

等式中n_e是模式的有效折射率，k是光栅的阶数。一阶光栅（k=1）的耦合最强，但有时也会使用二阶光栅，因为它的光栅周期相对比较大，制作起来要容易得多。基于这种结构的激光器呈现很好的单纵模工作特性，而且它对驱动电流和温度变化不敏感。





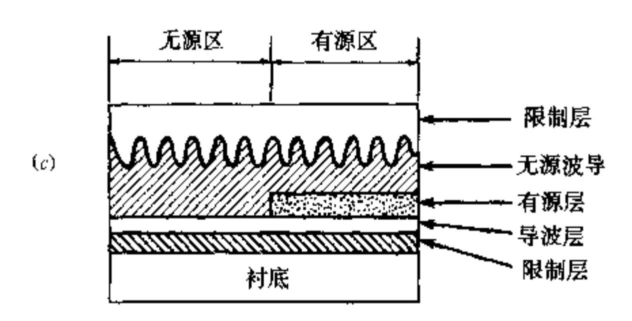


图4.28 三种采用内建选频谐振光栅的激光器结构：(a) 分布反馈式（DFB）激光器；(b) 分布布喇格反射器（DBR）激光器；(c) 分布反射器（DR）激光器

在分布反馈式（DFB）激光器中[29-31]，其整个有源区都有波长选择光栅。如图4.29所示，在理想的DFB激光器中，纵模波长对称地分布于λ_B两侧，其波长由下式给出：

$$\lambda = \lambda_B \pm \frac{\lambda_B^2}{2n_e L_e}\left(m + \frac{1}{2}\right) \tag{4.48}$$

其中m（m=0，1，2，…）为模式阶数，L_e是有效光栅长度。高阶模的幅度逐级减小，它们比起零阶模要小很多；例如一阶模（m=1）往往比零阶模（m=0）的幅度要下降30 dB。

理论上，在两端都有消反射涂覆层的DFB激光器中，布喇格波长两侧的零阶模的阈值功率会一样低、并且在理想的对称结构中会同时发射激光。然而实际上，由于切割过程中的随机性导致了模式增益的退化，最终导致了单模操作。这种端面不对称性可以通过在一端采用高反射率涂覆另一端采用低反射率涂覆来加强。如前端面使用反射率为2%的材料，后端面使用反射率为30%的材料。因为在布喇格波长上反射性最强，因此可以改进DFB的设计，在光学谐振腔的光栅中央引入$\pi/2$的光相移（也就是四分之一波长），使激光振荡建立在布喇格波长附近[42,43]。

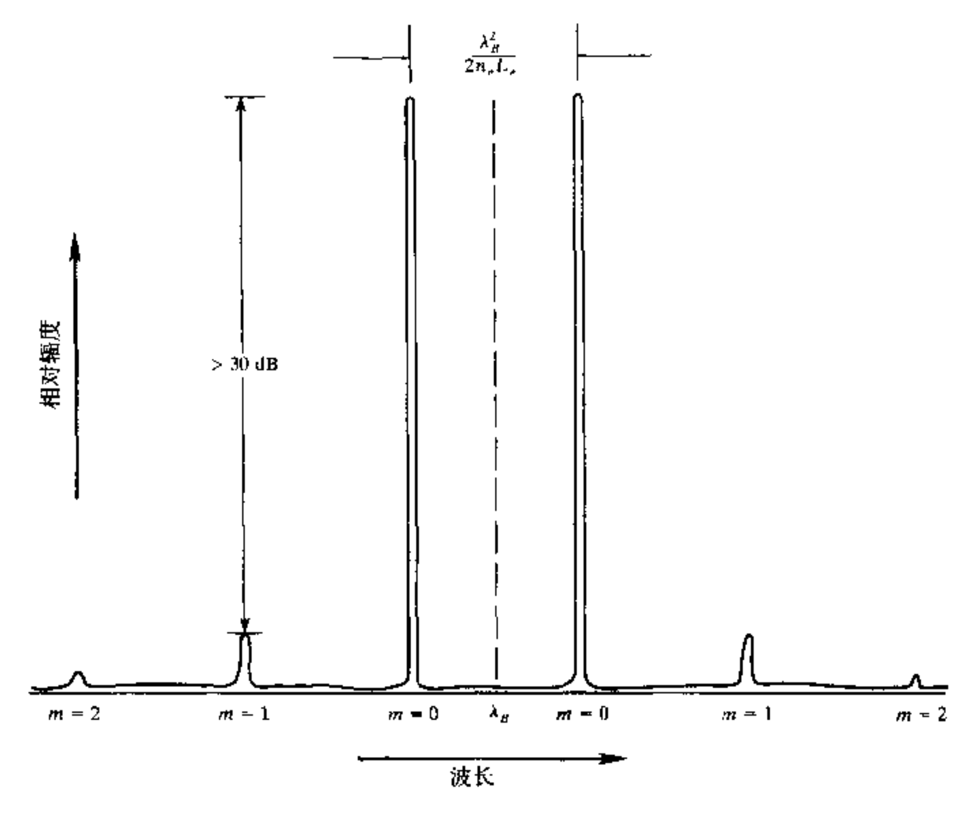


图4.29　在理想的分布反馈式（DFB）半导体激光器中，输出光谱对称地分布在 λ_B 两侧

对于分布布喇格反射器激光器[31,44,45]，将光栅放置于有源层平面的两侧来取代法布里－珀罗腔的解理面反射镜（如图4.28(b)所示）。分布反射器激光器由有源分布反射器和无源分布反射器组成（如图4.28(c)所示）。这种结构改善了常规DFB和DBR激光器的发光特性，并且有很高的效率和输出功率。

4.3.7　半导体激光器的调制

将信息加载到光束上的过程称为调制。可以通过信息流直接控制激光器的驱动电流，从而获得输出功率的变化来实现调制，或是使用外调制器改变激光器输出的稳定光功率来实现调制。为了使不期望出现的非线性效果如啁啾（见12.5节）最弱，在高速系统（>2.5 Gb/s）中需要采用外调制技术。市面上有许多商用化的外调制器，一般作为一个单独的器件或作为一个部件集成到激光器发送机封装中[46]。本书所附的CD-ROM中包含了一个对不同比特速率的直接调制和外调制比较的仿真模块。半导体激光器直接调制速率的基本限制是自发（辐射性）载流子寿命、受激载流子寿命和光子寿命。自发寿命 τ_{sp} 是半导体能带结构及载流子浓度的函数。室温下，在掺杂浓度为 $10^{19}\,\text{cm}^{-3}$ 量级的GaAs材料中，辐射寿命 τ_r 大约为1 ns。受激载流子寿命 τ_{st} 由激光谐振腔内的光子浓度决定。光子寿命 τ_{ph} 是光子在被吸收或通过端面辐射之前驻留在激光谐振腔内的平均时间。在法布里－珀罗腔中，光子寿命为[1]：

$$\tau_{ph}^{-1}=\frac{c}{n}\left(\overline{\alpha}+\frac{1}{2L}\ln\frac{1}{R_1R_2}\right)=\frac{c}{n}g_{th} \tag{4.49}$$

典型情况下，当 g_{th}=50 cm^{-1}、激光谐振腔内材料折射率 n=3.5时，光子寿命约为 τ_{ph} = 2 ps。光子寿命的大小决定了半导体激光器直接调制速率的上限。

因为光子寿命远小于载流子寿命，因而可方便地对半导体激光器进行脉冲调制。若激光器在每

个脉冲输出后都完全停止发光，则自发载流子寿命将成为限制调制速率的主要因素。这是因为在幅度为I_p的电脉冲开始起作用之前，有一个由下式给定的时延t_d（见习题4.19）：

$$t_d = \tau \ln \frac{I_p}{I_p + (I_B - I_{th})} \tag{4.50}$$

根据t_d可以获得能提供足够增益以克服激光谐振腔中光损失的反转粒子数量。在（4.50）式中，参数I_B是偏置电流、τ是当复合区内总电流$I=I_p+I_B$接近阈值电流I_{th}时的载流子平均寿命。从（4.50）式可以看出，通过在半导体激光器上施加与受激辐射阈值电流大小相等的直流偏置来消除该时延。因此仅当工作范围在阈值以上时，才对激光器进行脉冲调制。在此范围内，载流子寿命缩短到与受激辐射寿命相同，因而可获得较高的调制速率。

在高速传输系统中，当对半导体激光器进行直接调制时，调制频率必须小于激光场的张驰振荡频率。张驰振荡频率由自发寿命与光子寿命决定。理论上，若假设光增益与载流子浓度线性相关，则张驰频率约为：

$$f = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{(\tau_{sp}\tau_{ph})^{1/2}} \left(\frac{I}{I_{th}} - 1 \right)^{1/2} \tag{4.51}$$

对于腔长为300 μm的激光器，τ_{sp}约为1 ns、τ_{ph}的大小在2 ps的量级上，于是当注入电流约为阈值电流的两倍时，调制频率的最大值约为几个GHz。作为一个例子，图4.30给出了一个张驰振荡频率为3 GHz的激光器的调制特性。

使用基带信号来调制过阈值的驱动电流，可以实现半导体激光器的模拟调制，这种调制方案必须要求输出光与输入驱动电流之间存在线性关系。然而，由于非线性（它由半导体激光器的暂态响应特性引起）引起的信号劣化，导致了模拟强度调制易受交调和互调的影响。可以采用脉码调制或特殊的失真补偿技术来减弱这种影响，具体内容将在4.4节讨论。

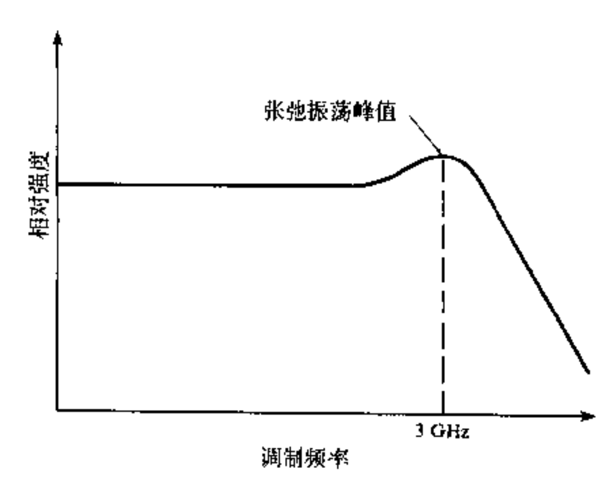


图4.30 半导体激光器张驰振荡峰值的例子

4.3.8 温度特性

在半导体激光器的应用中，一个值得考虑的重要因素是温度对阈值电流的影响$I_{th}(T)$。在所有类型的半导体激光器中，由于各种复杂的温度影响因素[47-49]，这个参数会随温度的上升而增加。由

于各种影响因素非常复杂，不可能使用单一的方程来将各种器件在所有温度范围内的关系公式化。但是，可由以下经验公式来粗略表示 I_{th} 随温度的变化：

$$I_{th}(T)=I_z e^{T/T_0} \tag{4.52}$$

其中 T_0 是一个特征温度，它是激光器对温度敏感程度的度量，I_z 是一个常数。对于常规条形结构 GaAlAs 半导体激光器，在接近室温时，T_0 的典型值为 120~165℃。图 4.31 中给出了一个 T_0=135℃、I_z=52 mA 的激光器的曲线。I_{th} 随温度的变化量约为 0.8%/℃，如图 4.32 所示。GaAlAs 量子阱异质结激光器的阈值电流 I_{th} 受温度影响相对要小些。对于这样的激光器，T_0 可高达 437℃。图 4.32 中也给出了这种器件的温度相关参数 I_{th} 的曲线。对于这种特殊的激光器，I_{th} 随温度的变化量约为 0.23%/℃。实验数据[47]表明，对于 1300 nm 的 InGaAsP 激光器，T_0 的典型值为 60~80℃（333~353 K）。

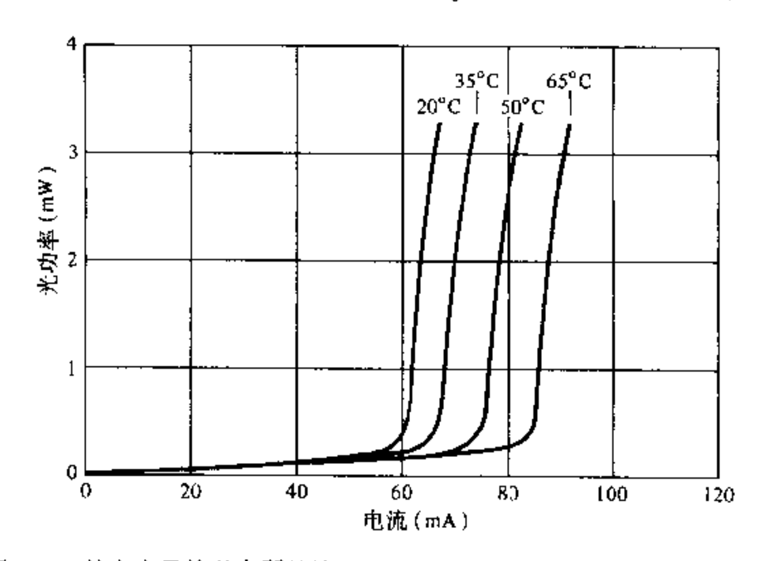


图 4.31 特定半导体激光器的输出光功率与偏置电流的温度相关特性曲线

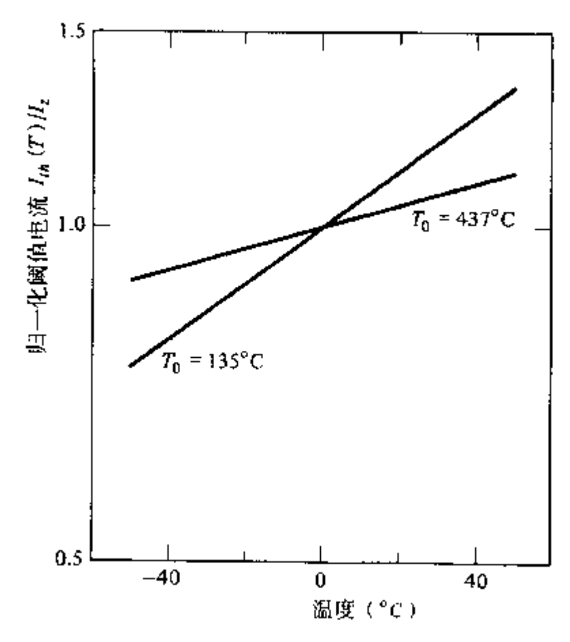


图 4.32 两种类型的半导体激光器中，阈值电流 I_{th} 随温度的变化

对如图4.31所示的半导体激光器，当温度范围在20~60℃时，阈值电流的增长因子大约为1.4。另外，受激辐射阈值也会随激光器的使用年限而变化。因此，若想当激光器的温度和使用年限变化时仍保持恒定的输出功率，就必须调整直流偏置电流。能自动完成这样功能的可行方案有光反馈和光前馈[50-53]、温度匹配晶体管[54]以及预失真技术[55]。

光反馈可由一个光检测器来感应激光器后端而辐射光功率的变化而实现，或是从激光器前端而与光纤的耦合辐射功率中取出一部分并加以监控。光检测器将输出光功率与参考功率相比较，然后根据比较结果自动调整直流偏置电流，最终使光功率峰值保持为一个稳定值。所使用的光检测器在一个较宽的温度范围内应具备长期稳定的反应能力。当工作波长在800~900 nm范围时，Si光电二极管一般都具有以上特性（见第6章）。

图4.33给出了一个用于数字发送机的光反馈稳定电路[50]。在此电路中，从激光器后端面泄露出的光由一个*pin*光电二极管监控。采用此电路可以对半导体激光器的输入电信号与输出光功率进行比较。当有长序列的“0”码出现或在一段时间内信道中无信号输入时，它能有效阻止反馈电路错误地提升偏置电流。此电路通过电阻R_1在长连“0”时将直流偏置设定在适当的工作点。将此偏置电流加入到激光器驱动电流时，就能使激光器输出所需的光功率。在25℃时，电阻R_2用于平衡信号参考电流和占空比为50%的*pin*光检测电流。当受激辐射阈值由于激光器的使用年限或温度的变化而改变时，偏置电流I_B会自动调整以保持数据参考值和光检测器光电流之间的平衡。更成熟的电路[51]能做到同时和互不相干地对偏置电流和调制电流进行控制。

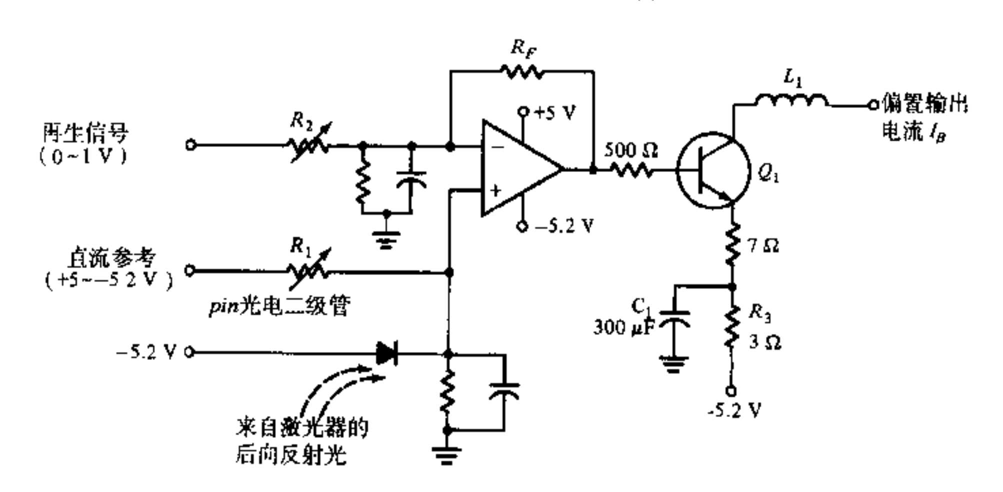


图4.33　一个典型的偏置电路，它通过反馈来使激光器获得稳定的输出光功率（经允许复制于Shumate，Chen and Dorman，[50]© 1978，The American Telephone and Telegraph Company）

另一种使半导体激光器稳定输出光功率的标准方法就是采用微型热电制冷器，这种器件使激光器保持恒温，最终达到稳定输出功率的目的。一般情况下，热电制冷器与后端面的检测器反馈环相连，如图4.34所示。

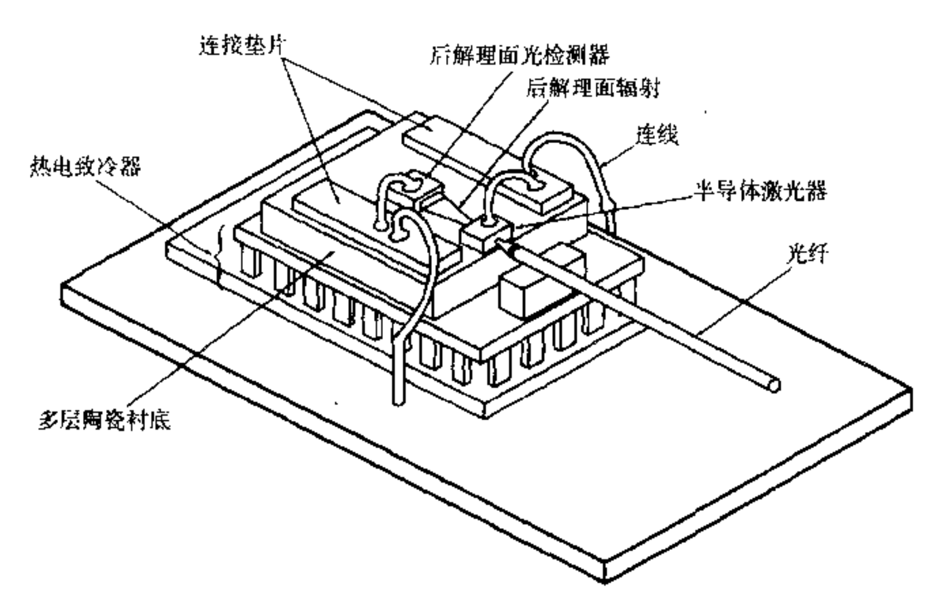


图4.34 半导体激光器发送机的结构，它使用热电制冷器来保持温度稳定

4.4 光源的线性特性

如果能提供一种方法来补偿器件的非线性，那么高辐射强度的LED和半导体激光器是最适合宽带模拟应用的光源。在模拟系统中，时变模拟电信号$s(t)$直接调制光源（偏置电流点为I_B）。设无信号输入时，输出光功率为P_t，则当输入信号为$s(t)$时，输出光信号$P(t)$为：

$$P(t)=P_t[1+ms(t)] \tag{4.53}$$

其中m是调制指数（或调制深度），它定义为：

$$m=\frac{\Delta I}{I'_B} \tag{4.54}$$

本式中，对于LED有$I'_B=I_B$、对半导体激光器有$I'_B=I_B-I_{th}$。参数ΔI是电流相对于偏置点的变化。为了防止输出信号失真，调制操作必须限制在输出光功率-驱动电流曲线的线性部分。此外，如果ΔI大于I'_B（也就是m大于1），将会部分地切除信号的下半部，这将产生严重的失真。在模拟系统中，m的典型值在0.25到0.5之间。

在模拟应用中，任何的器件非线性都将使输出信号产生输入信号所不包含的频率成分[56]。其中，谐波失真与互调失真是两种比较重要的非线性作用。如果输入到非线性器件的信号是简单的余弦波信号$x(t)=A\cos\omega t$，则输出信号为：

$$y(t)=A_0+A_1\cos\omega t+A_2\cos 2\omega t+A_3\cos_3\omega t+\cdots \tag{4.55}$$

也就是说，输出信号将包含输入频率ω的附加寄生成分：零频直流、二次谐波2ω、三次谐波3ω以及更高阶的谐波。这种作用就是所谓的谐波失真。n阶谐波失真的分贝值由下式给定：

$$n\text{阶谐波失真}=20\log\frac{A_n}{A_1} \tag{4.56}$$

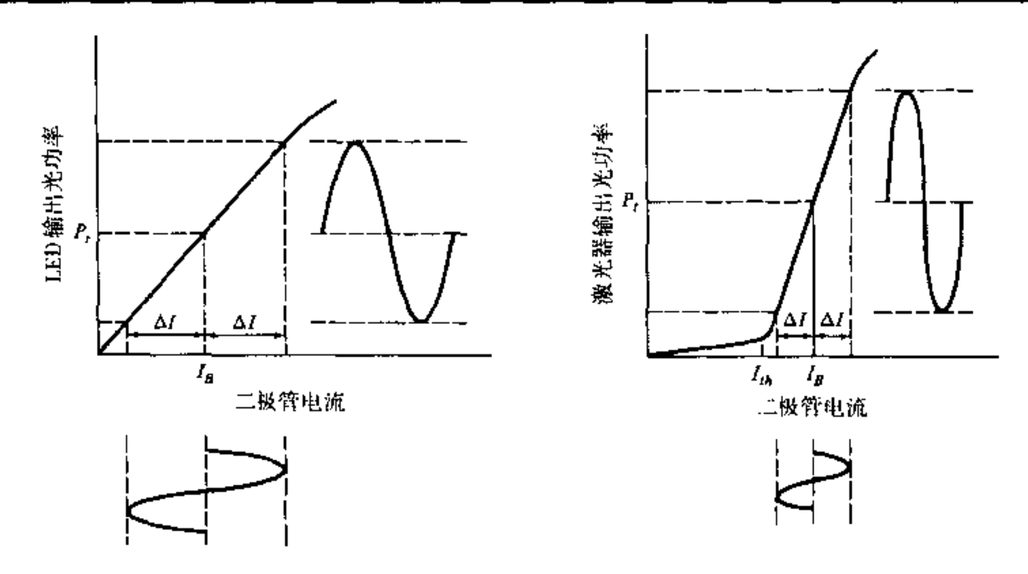


图4.35 LED和半导体激光器在模拟应用中的偏置点和幅度调制范围

为求得互调失真，设非线性器件的调制信号为两个余弦波之和$x(t)=A_1\cos\omega_1 t+A_2\cos\omega_2 t$。于是输出信号有以下形式：

$$y(t)=\sum_{m,n} B_{mn}\cos(m\omega_1+n\omega_2) \tag{4.57}$$

等式中m和$n=0$，±1，±2，±3…。此信号包含了ω_1和ω_2的所有谐波以及两者交叉项如$\omega_2-\omega_1$、$\omega_2+\omega_1$、$\omega_2-2\omega_1$、$\omega_2+2\omega_1$等。这些和频项与差频项引起了互调失真。系数m和n的绝对值之和决定了互调失真的阶数。例如，二阶互调产物频率为$\omega_1\pm\omega_2$，其幅度为B_{11}；三阶互调产物频率为$\omega_1\pm 2\omega_2$及$2\omega_1\pm\omega_2$，其幅度分别为B_{12}和B_{21}，等等。$m\neq 0$、$n=0$或$m=0$、$n\neq 0$时，也会有谐波失真，它们的幅度分别为B_{m0}和B_{0n}。奇数阶的互调产物满足$m=n\pm 1$（如$2\omega_1-\omega_2$、$2\omega_2-\omega_1$、$3\omega_1-2\omega_2$等），由于它们通常落在信道带宽以内，因此影响也最大。其中，往往只有三阶项值得重点考虑，因为高阶项的幅度会变得很小。如果工作频带小于一个倍频程，除三阶项以外所有的其他互调产物都会落在通带以外，在接收机端采用适当的滤波器可以将它们完全滤除。

LED中的非线性失真是由于载流子的注入强度、辐射性复合及其他附加机制（Asatani和Kimura[57]对此有详细介绍）引起的。在有些半导体激光器（如增益导引型）中，输出光功率与激光器电流曲线（如图4.36所示）中的非线性部分就是一种引起失真的附加机制。这种非线性起源于器件有源区的不均匀和激光器主横模之间的功率交换，通常称其为“扭曲”。一般说来，这种扭曲在4.3.5节和4.3.6节所介绍的新式激光器中并不存在。功率饱和是由于高功率输出时有源层受热而引起的，所谓饱和是指光功率-电流曲线开始下弯，如图4.36所示。

当调制深度在0.5左右时，GaAlAs材料LED和半导体激光器中总的谐波失真[58-61]会使输出功率相对基本调制频率时下降30~40 dB。在图4.37给出的GaAlAs双异质结LED中[58]，画出了二阶谐波失真和三阶谐波失真与偏置电流在几个频率上的函数关系图。谐波失真会随偏置电流的增加而下降，但调制频率越高失真也会越严重。我们没有给出互调失真曲线图，它与图4.37具有相同特点，但相对而言更要恶化5~8 dB。

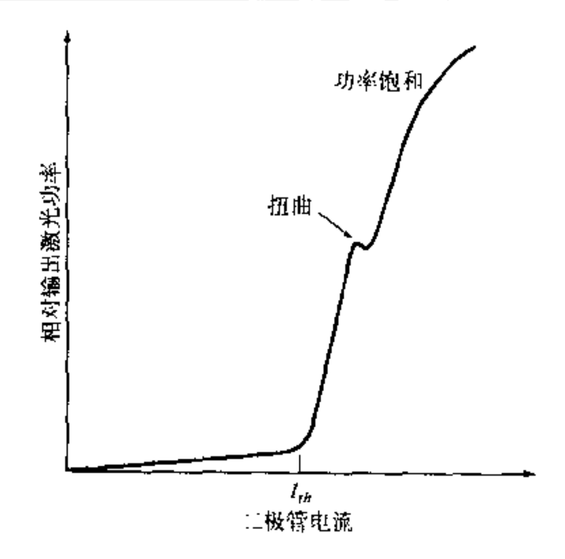


图4.36　半导体激光器中，输出光功率－驱动电流曲线中的扭曲和功率饱和

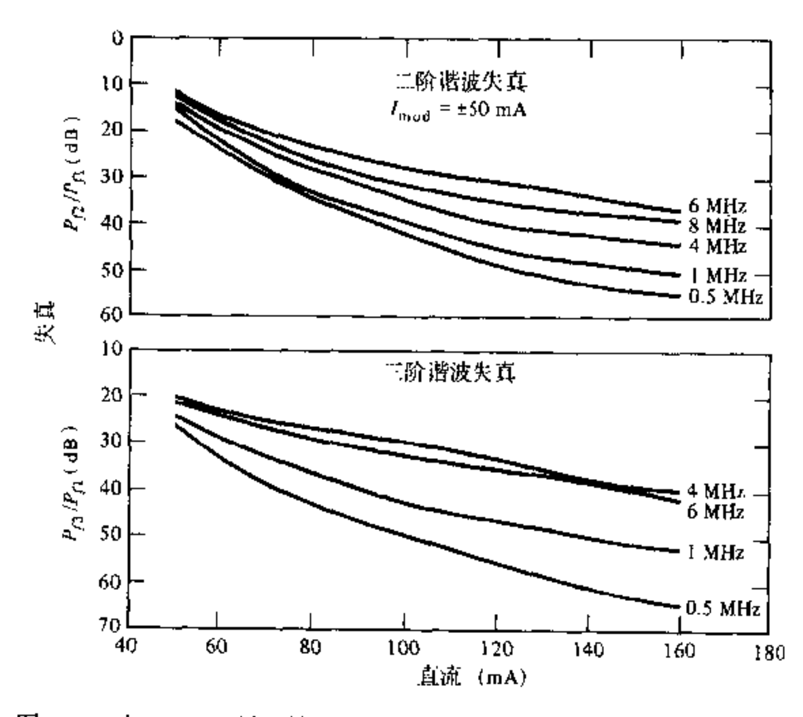


图4.37　在GaAlAs异质结LED中，二阶谐波失真和三阶谐波失真作为偏置电流的函数在几个频率上的关系曲线。失真由频率f_1上的n阶谐波功率P_{fn}与功率P_{f1}的比值表示（经允许复制于Dawson[58]）

在模拟通信系统中，研究了许多种能对光源进行线性化的补偿技术。其中包括了电路技术，例如互补失真[57,61]、负反馈[62]、选择性谐波补偿[63]和准前馈补偿[64]以及使用脉位调制（PPM）方案[65]。其中最成功的一种电路补偿技术是准前馈补偿，它可以使总谐波失真降低30 dB到40 dB。

4.5　模式噪声、模分配噪声和反射噪声

在高速数字系统和模拟系统中，有三种与半导体激光器工作性能密切相关的因素。它们是模式

噪声或称光斑噪声[66-73]、模分配噪声[73-77]和反射噪声[73,76-81]。由于它们会引入噪声到接收机中，因而这些因素很重要，尤其对模拟系统的影响比较严重（见第8章、第9章）。

当将相干激光器发出的光注入到多模光纤中时，通常其功率会分配到光纤中的许多模式。只要这些模式保持相对相位相干性，从光纤的尾端（或沿光纤的任意点上）观察其辐射方向图就会发现其呈斑点形状。这是由于传播模式间在给定平面上的相加性干涉和相消性干涉所造成的，图4.38所示就是其中一例。方向图中模斑的数目大概与传播模式的数目相等。当沿光纤传播时，会存在模式损耗、模间相位变化，而且不同光纤模式的能量分布会产生波动。这些因素会改变模式干涉，最终形成不同的光斑图。当链路中出现了由于光斑而引起的损耗时，那么此时就产生了模式（或光斑）噪声。当光敏面的响应度不同时，在接头、连接器、微弯和光检测器中就会产生这样的损耗。如果光斑图随时间的变化通过特殊的损耗成分改变光功率的分布，那么就会产生噪声。此时，注入光检测器的连续变化的光斑就会在接收信号中产生时变噪声，这会使接收机性能劣化。窄带、强相干性光源（如单模激光器）会比宽带光源产生更为严重的模式噪声。非相干光源如LED不会产生模式噪声。同时，使用单模光纤也能消除这个问题。

模分配噪声是由于半导体激光器纵模强度的波动而产生的，它是单模光纤中的主要噪声。半导体激光器发出的光一般会包含多个纵模，如图4.39所示。于是输出光就可能同时含有这些模式成分，或者从一个（或一组）模式随机地转换到另一个（或一组）模式。在多模光纤中，即使总的输出光不是按图4.39所示那样变化，强度波动也可能在多个模式之中产生。由于半导体激光器的输出光具有强方向性，因此来自这些波动模式的光会以高耦合效率耦合进光纤。因为不同的模式之间存在轻微的波长差异，所以每个耦合进光纤的纵模有不同的衰耗和时延（见3.3节）。由于主模的功率波动可以很大，因此在使用高色散光纤系统的接收机中会产生严重的信号电平变化。

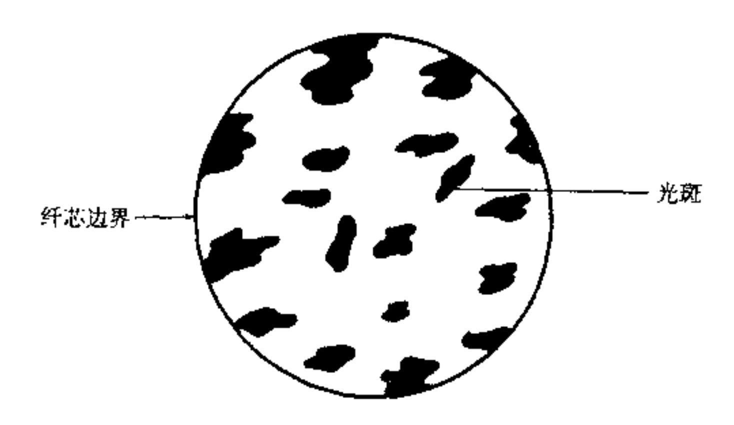


图4.38 相干激光器发出的光注入多模光纤时产生的光斑图

半导体激光器输出光的一部分会在光纤连接点被反射回激光器的谐振腔，于是就导致了线性失真，反射噪声就是与这种线性失真相关的。这些反射功率与其中的激光模式相耦合，引起它们的相位变化。于是又会引起噪声谱的周期性调制，其峰值位于固有噪声的低频端。噪声的基频取决于从激光器到反射点及从反射点回到激光器的往返时延。正是由于这种取决于往返时延的反射噪声，使得即使激光器本身在这些频率上是无噪声的，也会在光纤数据传输系统工作的频率范围内产生噪声峰值。为了降低噪声的影响，可以采用以下两种方法：一是在半导体激光器和光纤传输线路之间使用光隔离器；另一种方法是在光纤与光纤的接点处填充折射率匹配液体，以消除在光纤-空气界面的反射。

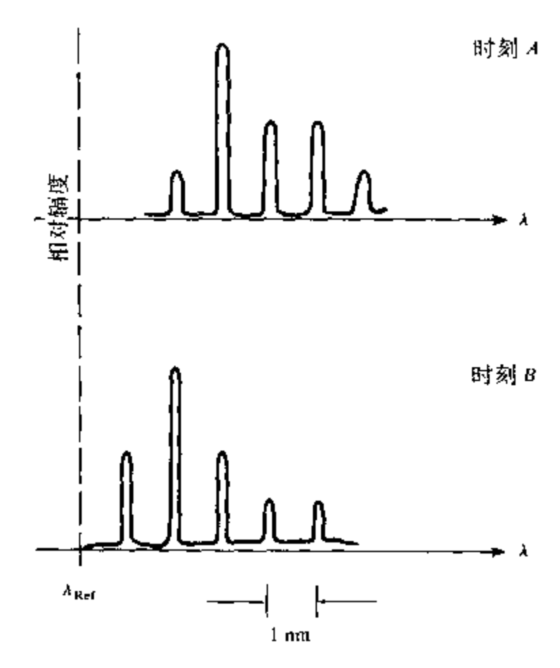


图4.39 半导体激光器的时变动态谱，不同的模式或模式群在不同时刻主导输出光，模式间隔大约为1 nm

4.6 可靠性考虑

由于直接影响到光通信系统的性能，因此双异质结LED和半导体激光器的可靠性是非常重要的。光源寿命由其工作条件和制作工艺两者决定的，因此必须理解光源工作特性、性能劣化机理以及系统可靠性要求之间的关系。Ettenberg和Kressel[82]对GaAsAl半导体激光器的可靠性进行了全面分析，建议读者参照相关文献对此进行深入学习。对半导体激光器的讨论结果稍加扩充就可适用于LED[83-87]。InGaAsP型LED和激光器的可靠性在参考文献88~91中有详细讲解。

对光源寿命的测试可以在室温下进行，也可以为了加速劣化过程而采用较高的实验温度，经常采用的实验高温是70℃。最通用的确定光源寿命的方法有两种：一种是自动增加偏置电流以保持恒定的输出光；一种是保持恒定的偏置电流而监控输出光的变化。在第一种方法中，当信号为CW（连续波）时，若工作电流达到最大时激光器不能再维持给定的光功率，那么就认为此器件寿命终止。在第二种方法中，光源寿命为输出光功率下降3 dB所用的时间。

光源的劣化可分为三种基本类型：内在损伤、欧姆接触劣化和半导体激光器的解理面损伤，前两种类型同时存在于半导体激光器和LED中，而最后一种仅存在于半导体激光器中。

内在损伤是LED和半导体激光器寿命的限制因素。内在损伤是由于光源的有源区引入了晶体缺陷而产生的。这些缺陷在降低了内量子效率的同时也使得光的吸收增加。为了尽可能减小内在损伤，可以采用如下的工艺方法：使用低表面位错密度（小于2×10^3位错/cm^2）的衬底材料、将工作损伤边缘控制在二极管的电流路径之外，同时使有源区应力达到最小（小于10^8 dyn/cm^2）。

对于寿命取决于慢性内部劣化模式的高性能光源，输出光功率P随时间按以下指数关系衰减：

$$P = P_0 e^{-t/\tau_m} \tag{4.58}$$

等式中P_0是在t=0时的初始光功率；τ_m是劣化过程的时间常数，它大约为功率衰减3 dB的平均时

间的两倍。由于工作寿命由电流密度J和pn结温度T两者决定的，因此增加其中的任一参数大小都会加速内部劣化过程。

实验研究发现，工作寿命τ_s与电流密度J有以下关系：

$$\tau_s \propto J^{-n} \tag{4.59}$$

其中$1.5 \leqslant n \leqslant 2.0$。例如，当电流密度增加一倍时，器件寿命会减小3~4倍。光源的劣化速度随温度的上升而增加，两者之间遵循如下的Arrhenius关系：

$$\tau_s = Ke^{E_A/k_BT} \tag{4.60}$$

等式中E_A是描述寿命τ_s的激活能量，k_B是玻尔兹曼常数，T是测定τ_s时采用的绝对温度，K是一个常数。建立这样一个表达式的问题在于上述几个参数可能都对劣化起作用，因而就很难估算激活能量E_A的大小。各种文献中关于激光器劣化的激活能量的取值由0.3~1.0 eV不等。在实际计算中，我们常取E_A=0.7 eV。

（4.59）式和（4.60）式表明，如果要延长光源寿命，那么在现实允许情况下，器件的工作电流和工作温度越低越好。作为例子[85]，我们给出了如图4.40所示在不同温度条件下InGaAsP型LED的相对输出光功率与时间的关系曲线。当温度低于120℃时，输出光功率在15 000小时（1.7年）的工作时间内几乎都保持不变。在高于这个温度时，输出光功率会随工作时间而减小。例如，当温度为230℃时，大约工作3000个小时（4.1月）以后，输出光功率下降为初始值的一半（3 dB衰减）。此时激光器的激活能量约为1.0 eV。

第二种与制作工艺相关的衰变机制是欧姆接触恶化。在LED和半导体激光器中，光源芯片与热沉接触面的热阻抗会随时间增加。这种效应是连接芯片和热沉的焊接材料、通过接触面的电流密度以及接触面温度三者的函数。对于固定的工作电流，热阻抗的增加会导致结温的上升。于是，就会使输出光功率下降。然而，若仔细设计和采用高质量的焊接工艺，可以极大程度地降低接触面恶化所引起的负面影响。

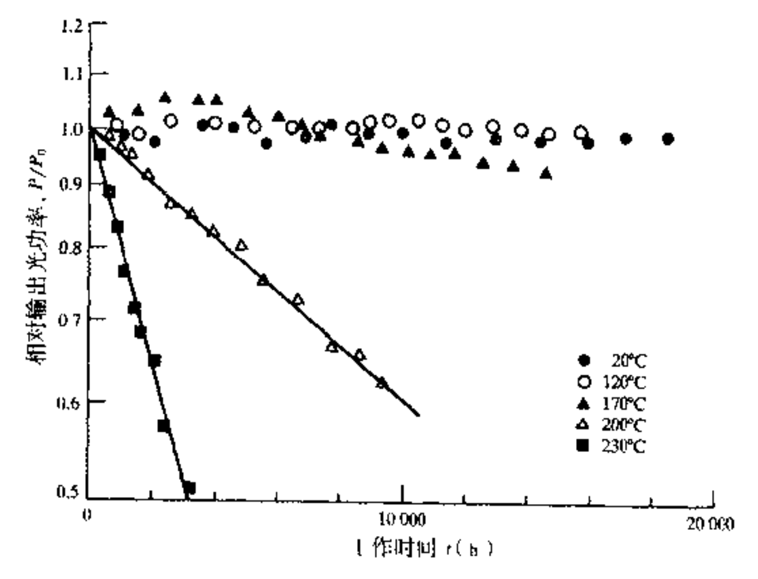


图4.40 归一化输出功率与器件工作时间在五个不同环境温度下的函数关系，P_0是初始输出光功率（经允许复制于Yamakoshi et al.[83]）

解理面损伤是仅存在于半导体激光器中的性能劣化问题。它会降低反射镜的反射率，从而增大激光器解理面的非辐射性复合载流子数量。半导体激光器中能产生两种解理面损伤，一般称为突发性解理面损伤和解理面腐蚀。突发性解理面损伤是一种解理面的机械损伤，当半导体激光器的输出光功率密度很高时，可能工作很短一段时间后就会产生这种情况。这种损伤将极大降低解理面的反射率，从而使阈值电流上升和外量子效率下降。实验发现，突发性解理面损伤是光功率密度和脉冲宽度的函数。

解理面腐蚀是一种渐进劣化过程，它的作用时间要比突发性解理面损伤长得多。解理面腐蚀也会引起解理面反射率的下降和非辐射性复合载流子数目的增加，这会降低激光器的内量子效率，同时使阈值电流增大。在 GaAlAs 激光器中，解理面腐蚀是由反射镜面的氧化引起的。据推测，氧化过程是由激光器发出的辐射光诱发的。通过在解理面上沉积一层半波长厚的 Al_2O_3 薄膜，可极大地减小解理面腐蚀。这种涂覆充当受潮隔离层，它不会影响反射镜反射率或受激辐射阈值电流。

在图4.41中，给出了半导体激光器工作在70℃时两种类型的失效曲线[82]。图中靠下的轨迹是当器件中的电流恒定时，激光器输出光功率降为初始光功率值一半所需要时间，也就是“3 dB 寿命”。

图 4.41 中靠上的轨迹是“终止寿命”失效曲线。它定义为当热沉温度为70℃时，器件再也不能发出固定功率（在此为 1.25 mW）的激光的时间。终止寿命和 3 dB 寿命条件下的平均工作时间（即有 50% 的激光器损坏的时间）分别为 3800 小时和 1900 小时。图 4.41 中右边的纵坐标给出了工作温度为 22℃时的工作时间估计值，这里激活能量取 0.7 eV。

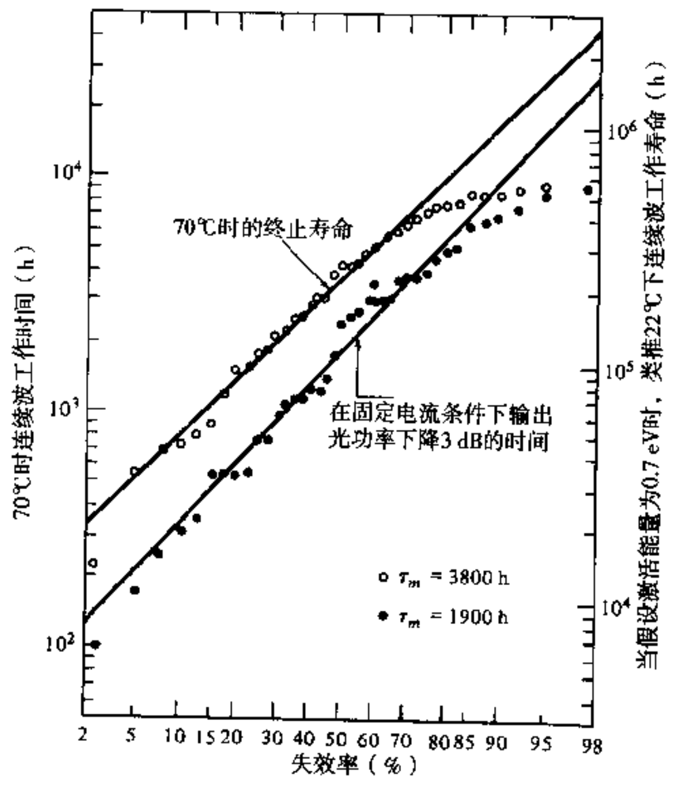


图 4.41　在归一化对数坐标系中，40 个低阈值（≈ 50 mA）氧化条形激光器在热沉温度为70℃下的失效时间点图。τ_m是两种失效机制下，50% 的激光器失效的时间（经允许复制于 Ettenberg and Kressel，[82]© 1980，IEEE）

习题

4.1 测量结果表明，GaAs的带隙能量E_g按以下经验公式随时间变化：

$$E_g(T) \approx 1.55 - 4.3 \times 10^{-4} T$$

其中E_g的单位为电子伏特（eV）。

(a) 通过这个表达式，证明本征电子浓度n_i与温度的关系式为：

$$n_i = 5 \times 10^{15} T^{3/2} e^{-8991/T}$$

(b) 使用计算机，画出273 K ≤ T ≤ 373K（0℃ ≤ T ≤ 100℃）时电子浓度n_i与时间的关系图。

4.2 对于p型半导体，重复例4.2中步骤，特别是要证明当净受主杂质浓度远大于n_i时，有$p_p=N_A$和$n_p=n_i^2/N_A$。

4.3 有两个$Ga_{1-x}Al_xAs$材料的LED：其中一个带隙能量为1.540 eV；另一个x=0.015。

(a) 求出第一个LED的Al摩尔比例x和发光波长；

(b) 求出第二个LED的带隙能量和发光波长。

4.4 已知$In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$的晶格间距遵循Vegard定律[92]。也就是对形如$A_{1-x}B_xC_yD_{1-y}$的四元化合物，其中A、B是第III族元素（如Al、In和Ga），C、D为第V族化合物（如As、P和Sb），其晶格间距$a(x, y)$近似为：

$$a(x,y) = xya(\mathrm{BC}) + x(1-y)a(\mathrm{BD}) + (1-x)ya(\mathrm{AC}) + (1-x)(1-y)a(\mathrm{AD})$$

其中a(IJ)是二元化合物IJ的晶格间距。

(a) 有一$In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$化合物，其中：

$$a(\mathrm{GaAs}) = 5.6536\,\text{Å}$$
$$a(\mathrm{GaP}) = 5.4512\,\text{Å}$$
$$a(\mathrm{InAs}) = 6.0590\,\text{Å}$$
$$a(\mathrm{InP}) = 5.8696\,\text{Å}$$

证明此四元化合物的晶格间距为：

$$a(x,y) = 0.1894y - 0.4184x + 0.0130xy + 5.8696\,\text{Å}$$

(b) 对于与InP晶格匹配的四元化合物，x、y值可由关系式$a(x,y)=a(\mathrm{InP})$决定，试证明当0 ≤ x ≤ 4.7时，有近似结果$y \simeq 2.20x$。

(c) 带隙能量与x、y的关系可由以下简单经验公式[92]表示：

$$E_g(x,y) = 1.35 + 0.668x - 1.17y + 0.758x^2 + 0.18y^2 - 0.069xy - 0.322x^2y + 0.33xy^2\ \mathrm{eV}$$

试求出$In_{0.74}Ga_{0.26}As_{0.56}P_{0.44}$的带隙能量及峰值发光波长。

4.5 由表达式 $E=hc/\lambda$，说明为什么LED的FWHM功率谱宽在长波长中会变得更宽些。

4.6 一双异质结InGaAsP材料的LED的峰值发光波长为1310 nm，其辐射性复合时间和非辐射性复合时间分别为25 ns和90 ns，驱动电流为35 mA。

(a) 求出内量子效率和内功率电平；

(b) 如果光源材料的折射率为 $n=3.5$，求器件的发射功率。

4.7 假设LED中注入的少数载流子寿命为5 ns，且当加入恒定直流驱动时器件的输出光功率为0.30 mW。画出当LED调制频率范围在20~100 MHz时，器件的输出光功率图；并指出当调制频率较高时，LED的输出光功率会发生什么变化。

4.8 设有一LED，其少数载流子寿命为5 ns，试求它的3 dB光带宽和3 dB电带宽。

4.9 (a) 有一GaAlAs半导体激光器，其谐振腔长为500 μm，腔内的有效吸收系数为10 cm^{-1}。两端的非涂覆解理面的反射率为0.32。求在受激辐射阈值条件下的光增益；

(b) 若在激光器的一端涂覆一层电介质反射材料，使其折射率变为90%，试求在受激辐射阈值条件下的光增益；

(c) 若它的内量子效率为0.65，试求(a)和(b)中的外量子效率。

4.10 求 $Ga_{1-x}Al_xAs$（x=0.03）半导体激光器的外量子效率。已知它的光功率与驱动电流的比值为0.5 mW/mA（如图4.31所示）。

4.11 在法布里-珀罗激光腔中，水平横向光场限制因子 Γ_T 和垂直横向光场限制因子 Γ_L 的近似表达式分别为：

$$\Gamma_T = \frac{D^2}{2+D^2} \quad , \quad D = \frac{2\pi d}{\lambda}(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$$

$$\Gamma_L = \frac{W^2}{2+W^2} \quad , \quad W = \frac{2\pi w}{\lambda}(n_{\text{eff}}^2 - n_2^2)^{1/2}$$

等式中：

$$n_{\text{eff}}^2 = n_2^2 + \Gamma_T(n_1^2 - n_2^2)$$

这里 d 和 w 分别表示有源区的宽度和厚度，n_1 和 n_2 分别代表谐振腔内外的折射率。

(a) 有一个1300 nm的InGaAsP半导体激光器，其有源区为0.1 μm厚、1.0 μm宽、250 μm长，折射率分别为 n_1=3.55和 n_2=3.20。试求水平光场限制因子和垂直光场限制因子分别为多少？

(b) 假设总的限制因子 $\Gamma=\Gamma_T\Gamma_L$ 已知，若有效吸收系数 $\bar{\alpha}$=30 cm^{-1}、解理面反射率 $R_1=R_2$=0.31，试求增益阈值为多少？

4.12 一峰值发光波长在800 nm的GaAs激光器，其谐振腔长400 μm，且材料折射率 n=3.6。如果增益 g 在750 nm<λ<850 nm的范围内都大于总损耗系数 α_t，试求此激光器中能存在多少个模式？

4.13 一峰值发光波长 λ_0=850 nm的激光器，其增益谱宽 σ=32 nm、增益峰值 g(0)=50cm^{-1}。由（4.41）式画出 $g(\lambda)$，如果 α_t=32.2 cm^{-1}，标出此激光器的受激辐射区域。如果激光器谐振腔长为400 μm、材料折射率 n=3.6，试求激光器中有多少个模式被激励？

4.14 在（4.46）式的推导过程中假设折射率 n 与波长无关。

(a) 试证明当 n 与 λ 相关时，有：

$$\Delta\lambda=\frac{\lambda^2}{2L(n-\lambda dn/d\lambda)}$$

(b) 如果 GaAs 激光器的群折射率（$n-\lambda dn/d\lambda$）在 850 nm 处为 4.5，试求当谐振腔长为 400 μm 时激光器的模式间距。

4.15 对于强载流子限制结构激光器，受激辐射阈值电流密度 J_{th} 与受激辐射阈值光增益 g_{th} 之间有一个很好的近似关系：$g_{th}=\beta J_{th}$，式中 β 是一个由特定器件结构决定的常数。有一个 GaAs 激光器，光学谐振腔长 250 μm、宽 100 μm。在正常工作温度下，增益因子 $\beta=21\times10^{-3}$A/cm³，有效吸收系数 $\bar{\alpha}=10\ \text{cm}^{-1}$。

(a) 如果折射率为 3.6，求出阈值电流密度 J_{th} 和阈值电流 I_{th}，假设激光器的端面没有进行涂覆且电流严格限制在光谐振腔中；

(b) 若激光器的谐振腔宽度降为 10 μm，求此时阈值电流为多少？

4.16 按照量子力学，图 4.26 中量子阱激光器的电子和空穴能级分布遵循下列关系式：

$$E_{ci}=E_c+\frac{h^2}{8d^2}\frac{i^2}{m_e}\quad 其中 i=1，2，3，\cdots（适用于电子）$$

和

$$E_{vi}=E_v-\frac{h^2}{8d^2}\frac{j^2}{m_h}\quad 其中 j=1，2，3，\cdots（适用于空穴）$$

等式中 E_c 和 E_v 分别是导带能量和价带能量（见图 4.1），d 是有源层厚度，h 是普朗克常数，m_e 和 m_h 为例 4.1 中所定义的电子质量和空穴质量。可能引起光子辐射的能级跃迁由下式给定：

$$\Delta E_{ij}=E_{ci}-E_{vj}=E_g+\frac{h^2}{8d^2}\left(\frac{i^2}{m_e}+\frac{j^2}{m_v}\right)$$

如果 GaAs 的 E_g=1.43 eV，当有源层厚度 d=5 nm 时，求 $i=j=1$ 时能级跃迁的辐射波长。

4.17 在多量子阱激光器中，外量子效率与温度的关系可由下式表示[48]：

$$\eta_{ext}(T)=\eta_i(T)\frac{\alpha_{end}}{N_w[\alpha_w+\gamma(T-T_{th})]+\alpha_{end}}$$

其中 $\eta_i(T)$ 是内量子效率、α_{end} 是由（4.28）式给出的激光腔镜面损耗、N_w 是量子阱数目、T_{th} 是阈值温度、α_w 是当 $T=T_{th}$ 时量子阱的内损耗、γ 是温度相关的内量子参数。考虑一个有六个量子阱、350 μm 长的 MQW 激光器，其相关参数为 α_w=1.25 cm⁻¹、γ=0.025 cm⁻¹/K、T_{th}=303 K。激光腔前解理面为标准的非涂覆面（R_1=0.31），后解理面进行了高反射涂覆处理（R_2=0.96）。

(a) 假设内量子效率是一个常数，借助计算机画出 303 K ≤ T ≤ 375 K 时外量子效率对温度的函数关系图，已知 T=303 K 时 $\eta_{ext}(T)$=0.8；

(b) 若驱动电流 I_d=50 mA、T=303 K 时，激光器的输出光功率为 30 mW。在这个固定的驱动电流下，画出 303 K ≤ T ≤ 375 K 范围内输出光功率对温度的函数关系图。

4.18 有一分布反馈式激光器，它的布喇格波长为 1570 nm、二阶光栅周期 Λ=460 nm、谐振腔

长度为300 μm。假设有一完全对称的DFB激光器，求出其零阶、一阶和二阶受激辐射波长，要求精确到0.1 nm；并画出相对幅度与波长的关系图。

4.19 当向半导体激光器中输入电流脉冲时，在厚度为d的复合区内，注入的载流子对的浓度n随时间的变化遵循如下关系式：

$$\frac{\partial n}{\partial t}=\frac{J}{qd}-\frac{n}{\tau}$$

(a) 当电流密度在阈值J_{th}附近时，注入的载流子对浓度为n_{th}，假设此时复合区内平均载流子寿命为τ，也就是说在稳态有$\partial n/\partial t=0$，因此：

$$n_{th}=\frac{J_{th}\tau}{qd}$$

若输入强度为I_p的电流脉冲到未偏置的半导体激光器中，证明受激辐射开始的时延为：

$$t_d=\tau\ln\frac{I_p}{I_p-I_{th}}$$

在这里，假设$I=JA$，其中J是电流密度、A是有源区面积。

(b) 若激光器的预偏置电流密度为$J_B=I_B/A$，此时初始额外载流子对的浓度$n_B=J_B\tau/qd$，则输入电流脉冲I_p时，有源区的电流密度$J=J_B+J_p$，在这种情况下，推导（4.50）式。

4.20 有一LED，其偏置电压为5 V、驱动电流峰值为50 mA。设计以下简单驱动电路：

(a) 普通发送机晶体管结构；

(b) 使用晶体管逻辑（TTL）门的低速驱动电路（如7437缓存器）；

(c) 使用发射极耦合逻辑（ECL）器件的高速发送机耦合驱动电路（如10210电路）。

4.21 当设计半导体激光器的驱动电路时，必须充分考虑4.3.8节中提到的阈值电流的温度相关性。设计一个半导体激光器发送机，要求有低速后解理面检测的偏置稳定电路和高速驱动电路。试问，设计中怎样嵌入热电制冷器？

4.22 有一个半导体激光器，其最大平均输出光功率为1 mW（0 dBm），使用信号$x(t)$（其直流成分为0.2、周期成分为± 2.56）对激光器进行幅度调制。如果输入电流与输出光功率满足关系式$P(t)=i(t)/10$，且调制电流为$i(t)=I_0[1+mx(t)]$，试求I_0与m为多少？

4.23 一光源在给定偏置点，其光功率与驱动电流关系的泰勒级数展开式为：

$$y(t)=a_1x(t)+a_2x^2(t)+a_3x^3(t)+a_4x^4(t)$$

假设调制信号$x(t)$为如下两个频率分别为ω_1和ω_2的余弦成分之和：

$$x(t)=b_1\cos\omega_1 t+b_2\cos\omega_2 t$$

(a) 试求出二阶、三阶和四阶互调失真系数B_{mn}（其中m和n= ± 1、± 2、± 3、± 4）与b_1、b_2和a_i的关系式；

(b) 试求二阶、三阶和四阶谐波失真系数A_2、A_3和A_4与b_1、b_2和a_i的关系式。

4.24 从一批寿命遵循慢内部退化模式特性的光源中选出一个光源，这些器件在室温下的-3 dB平均失效时间为5 × 10^4^小时。如果此光源在室温下发射功率为1 mW，求一个月后它的输出光功率为多少？一年后为多少？五年后为多少？

4.25 有一组光源，60℃时的工作寿命为 4×10^4 小时、90℃时工作寿命为6500小时，如果器件寿命遵循 Arrhenius 关系，试求 20℃时的预期工作寿命为多少?

参考文献

1. H. Kressel and J. K. Butler, *Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDs*, Academic, New York, 1977.
2. I. Fukuda, *Optical Semiconductor Devices*, Wiley, New York, 1999.
3. L. A. Coldren and S. W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, Wiley, New York, 1995.
4. N. G. Einspruch and W. R. Frensley, *Heterostructures and Quantum Devices*, Academic, New York, 1994.
5. J. W. Goodman, *Physics of Optoelectronic Devices*, Wiley, New York, 1995.
6. P. Vasil'ev, *Ultrafast Diode Lasers: Fundamentals and Applications*, Artech House, Boston, 1995.
7. (*a*) T. P. Lee, C. A. Burrus, Jr., and R. H. Saul, "Light emitting diodes for telecommunications," in S. E. Miller and I. P. Kaminow, eds., *Optical Fiber Telecommunications—II*, Academic, New York, 1988.
   (*b*) J. E. Bowers and M. A. Pollack, "Semiconductor lasers for telecommunications," in S. E. Miller and I. P. Kaminow, eds., *Optical Fiber Telecommunications—II*, Academic, New York, 1988.
8. (*a*) D. Botez, "Laser diodes are power-packed," *IEEE Spectrum*, vol. 22, pp. 43–53, June 1985.
   (*b*) D. Botez, "Recent developments in high-power InGaAsP lasers," *Laser Focus*, vol. 23, pp. 69–79, Mar. 1987.
9. M. Ohtsu, "Tutorial review: Frequency stabilization in semiconductor lasers," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 20, pp. 283–300, July 1988.
10. T. P. Lee, "Recent advances in long-wavelength semiconductor lasers for optical fiber communication," *Proc. IEEE*, vol. 79, pp. 253–276, Mar. 1991.
11. (*a*) J. Hecht, "Diode-laser performance rises as structures shrink," *Laser Focus World*, vol. 28, pp. 127–143, May 1992.
    (*b*) J. Hecht, "Long-wavelength diode lasers are tailored for fiber optics," *Laser Focus World*, vol. 28, pp. 79–89, Aug. 1992.
12. (*a*) Special Issues on "Semiconductor Lasers," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 1, June 1995; vol. 3, Apr. 1997.
    (*b*) Special Issue on "Semiconductor Optoelectronics," *IEE Proc.—Optoelectron.*, vol. 145, Feb. 1998.
13. G. J. Pendock and D. D. Sampson, "Transmission performance of high bit rate spectrum-sliced WDM systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 2141–2148, Oct. 1996.
14. V. Arya and I. Jacobs, "Optical preamplifier receiver for spectrum-sliced WDM," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 576–583, Apr. 1997.
15. R. D. Feldman, "Crosstalk and loss in WDM systems employing spectral slicing," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 1823–1831, Nov. 1997.
16. (*a*) E. Yang, *Microelectronic Devices*, McGraw-Hill, New York, 1989.
    (*b*) M. Zambuto, *Semiconductor Devices*, McGraw-Hill, New York, 1989.
17. D. A. Neamen, *Semiconductor Physics and Devices: Basic Principles*, McGraw-Hill, New York, 2nd ed., 1997.
18. (*a*) S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley, New York, 1981.
    (*b*) S. M. Sze, *Modern Semiconductor Device Physics*, Wiley, New York, 1988.
19. J. L. Vossen, and W. Kern, *Thin Film Processes II*, Academic, New York, 1991.
20. K. Iga, *Fundamentals of Laser Optics*, Plenum, New York, 1994.
21. (*a*) C. A. Burrus and B. I. Miller, "Small-area double heterostructure AlGaAs electroluminescent diode sources for optical fiber transmission lines," *Opt. Commun.*, vol. 4, pp. 307–309, Dec. 1971.

(*b*) J. P. Wittke, M. Ettenberg, and H. Kressel, "High radiance LED for single fiber optical links," *RCA Rev.*, vol. 37, pp. 159–183, June 1976.
22. A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*, Chapman & Hall, New York, 1983, p. 674.
23. T. P. Lee and A. J. Dentai, "Power and modulation bandwidth of GaAs–AlGaAs high radiance LEDs for optical communication systems," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-14, pp. 150–159, Mar. 1978.
24. H. Namizaki, M. Nagano, and S. Nakahara, "Frequency response of GaAlAs light emitting diodes," *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. ED-21, pp. 688–691, 1974.
25. Y. S. Lin and D. A. Smith, "The frequency response of an amplitude modulated GaAs luminescent diode," *Proc. IEEE*, vol. 63, pp. 542–544, Mar. 1975.
26. T. P. Lee, "Effects of junction capacitance on the rise time of LEDs and the turn-on delay of injection lasers," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 54, pp. 53–68, Jan. 1975.
27. I. Hino and K. Iwamoto, "LED pulse response analysis," *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. ED-26, pp. 1238–1242, Aug. 1979.
28. G. Morthier and P. Vankwikelberge, *Handbook of Distributed Feedback Lasers*, Artech House, Boston, 1997.
29. K. Kobayashi and I. Mito, "Single frequency and tunable laser diodes," *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, pp. 1623–1633, Nov. 1988.
30. H. Kogelnik and C. V. Shank, "Coupled-wave theory of distributed feedback lasers," *J. Appl. Phys.*, vol.43, pp. 2327–2335, May 1972.
31. H. Ghafouri-Shiraz and B. S. K. Lo, *Distributed Feedback Laser Diodes: Principles and Physical Modeling*, Wiley, New York, 1995.
32. M. Yamada, "Transverse and longitudinal mode control in semiconductor injection lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 19, pp. 1365–1380, Sept. 1983.
33. W. T. Tsang, "Quantum confinement with heterostructure semiconductor lasers," in R. K. Willardson and A. C. Beer, eds. (R. Dingle vol. ed.), *Semiconductors and Semimetals*, Academic, New York, 1987, chap. 4.
34. P. S. Zory, Jr., ed., *Quantum Well Lasers*, Academic, New York, 1993.
35. C.-Y. Tsai, F.-P. Shih, T.-L. Sung, T.-Y. Wu, C.-H. Chen, and C.-Y. Tsai, "A small-signal analysis of the modulation response of high-speed quantum-well lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 33, pp. 2084–2096, Nov. 1997.
36. T. P. Lee, C. A. Burrus, R. A. Linke, and R. J. Nelson, "Short-cavity, single-frequency InGaAsP buried heterostructure lasers," *Electron. Lett.*, vol. 19, pp. 82–84, Feb. 1983.
37. S. Kinoshita and K. Iga, "Circular buried heterostructure GaAlAs/GaAs surface-emitting lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 23, pp. 882–888, June 1987.
38. T. E. Sale, *Vertical Cavity Surface Emitting Laser*, Wiley, New York, 1995.
39. G. R. Hadley, K. L. Lear, M. E. Warren, K. D. Choquette, J. W. Scott, and S. W. Corzine, "Comprehensive numerical modeling of vertical-cavity surface-emitting lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 32, pp. 607–615, Apr. 1996.
40. N. M. Margalit, S. Z. Zhang, and J. E. Bowers, "Vertical cavity lasers for telecom applications," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 35, pp. 164–170, May 1997.
41. W. W. Chow, K. D. Choquette, M. H. Crawford, K. L. Lear, and G. R. Hadley, "Design, fabrication, and performance of infrared and visible vertical-cavity surface-emitting lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 33, pp. 1810–1824, Oct. 1997.
42. S. Akiha, M. Usami, and K. Utaka, "1.5-μm $\lambda/4$ shifted InGaAsP DFB lasers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 5, pp. 1564–1573, Nov. 1987.
43. J. E. A. Whiteaway, G. H. B. Thompson, A. J. Collar, and C. J. Armistead, "The design and assessment of $\lambda/4$ phase-shifted DFB laser structures," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, pp. 1261–1279, June 1989.
44. Y. Suematsu, S. Arai, and K. Kinoshita, "Dynamic single-mode semiconductor lasers with a distributed reflector," *J. Lightwave Tech.*, vol. 1, pp. 161–176, Mar. 1983.

45. G. M. Smith, J. S. Hughes, R. M. Lammert, M. L. Osowski, G. C. Papen, J. T. Verdeyen, and J. J. Coleman, "Very narrow linewidth asymmetric cladding InGaAs–GaAs ridge waveguide distributed Bragg reflector lasers," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 8, pp. 476–478, Apr. 1996.
46. I. Croston and R. Harley, "Modulators provide key to WDM," *Lightwave*, vol. 14, pp. 50–53, June 1997.
47. G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, Van Nostrand Reinhold, New York, 2nd ed., 1993.
48. S. Seki and K. Yokoyama, "Power penalty in 1.3-μm InP-based strained-layer multiple-quantum-well lasers at elevated temperatures," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 9, pp. 1205–1207, Sept. 1997.
49. G. H. B. Thompson, "Temperature dependence of threshold current in GaInAsP DH lasers," *IEE Proc.*, vol. 128, pp. 37–43, Apr. 1981.
50. P. W. Shumate, Jr., F. S. Chen, and P. W. Dorman, "GaAlAs transmitter for lightwave transmission," *Bell Sys. Tech., J.*, vol. 57, pp. 1823–1836, July/Aug. 1978.
51. F. S. Chen, "Simultaneous feedback control of bias and modulation currents for injection lasers," *Electron. Lett.*, vol. 16, pp. 7–8, Jan. 1980.
52. L.-S. Fock, A. Kwan, and R. S. Tucker, "Reduction of semiconductor laser intensity noise by feedforward compensation: Experiment and theory," *J. Lightwave Tech.*, vol. 10, pp. 1919–1925, Dec. 1992.
53. A. V. Naumenko, N. A. Loike, S. I. Turovets, P. S. Spencer, and K. A. Shore, "Bias current impulsive feedback control of nonlinear dynamics in external cavity laser diodes," *Electron. Lett.*, vol. 34, pp. 181–182, Jan. 22, 1998.
54. M. Ettenberg, D. R. Patterson, and E. J. Denlinger, "A temperature-compensated laser module for optical communications," *RCA Rev.*, vol. 40, pp. 103–114, June 1979.
55. H.-T. Lin and Y.-H. Kao, "A predistortion technique for DFB laser diodes in lightwave CATV transmission," *IEICE Trans. Commun.*, vol. E79-B, pp. 1671–1676, Nov. 1996.
56. (*a*) A. B. Carlson, *Communication Systems*, McGraw-Hill, New York, 3rd ed., 1986.
    (*b*) T. T. Ha, *Solid-State Microwave Amplifier Design*, Wiley, New York, 1981, chap. 6.
    (*c*) H. Taub and D. L. Shilling, *Principles of Communication Systems*, McGraw-Hill, New York, 2nd ed., 1986.
57. K. Asatani and T. Kimura, "Analysis of LED nonlinear distortions," *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. 25, pp. 199–207, Feb. 1978; "Linearization of LED nonlinearity by predistortions," *ibid.*, pp. 207–212.
58. R. W. Dawson, "Frequency and bias dependence of video distortion in Burrus-type homostructure and heterostructure LEDs," *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. ED-25, pp. 550–551, May 1978.
59. F. D. King, J. Straus, O. I. Szentesi, and A. J. Springthorpe, "High-radiance long-lived LEDs for analogue signalling," *Proc. IEE*, vol. 123, pp. 619–622, June 1976.
60. T. Ozeki and E. H. Hara, "Measurement of nonlinear distortion in light emitting diodes," *Electron. Lett.*, vol. 12, pp. 78–80, Feb. 1976.
61. K. Asatani, "Nonlinearity and its compensation of semiconductor laser diodes for analog intensity modulation systems," *IEEE Trans. Commun.*, vol. COM-28, pp. 297–300, Feb. 1980.
62. (*a*) J. Straus, "Linearized transmitters for analog fiber links," *Laser Focus*, vol. 14, pp. 54–61, Oct. 1978.
    (*b*) M. Ohtsu, M. Murata, and M. Kourogi, "FM noise reduction and subkilohertz linewidth of an AlGaAs laser by negative electrical feedback," *IEEE J. Quantum Electron*, vol. 26, pp. 231–241, Feb. 1990.
63. J. Straus, A. J. Springthorpe, and O. I. Szentesi, "Phase shift modulation technique for the linearization of analog transmitters," *Electron. Lett.*, vol. 13, pp. 149–151, Mar. 1977.
64. (*a*) R. E. Patterson, J. Straus, G. Blenman, and T. Witkowicz, "Linearization of multichannel analog optical transmitters by quasi-feedforward compensation technique," *IEEE Trans. Commun.*, vol. COM-27, pp. 582–588, Mar. 1979.
    (*b*) J. Straus and O. I. Szentesi, "Linearization of optical transmitters by a quasi-feedforward compensation technique," *Electron. Lett.*, vol. 13, pp. 158–159, Mar. 1977.

65. D. Kato, "High-quality broadband optical communication by TDM-PAM: Nonlinearity in laser diodes," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-14, pp. 343–346, May 1978.
66. K. O. Hill, Y. Tremblay, and B. S. Kawasaki, "Modal noise in multimode fiber links: Theory and experiment," *Opt. Lett.*, vol. 5, pp. 270–272, June 1980.
67. K. Sato and K. Asatani, "Speckle noise reduction in fiber optic analog video transmission using semiconductor laser diodes," *IEEE Trans. Commun.*, vol. COM-29, pp. 1017–1024, July 1981.
68. A. R. Michelson and A. Weierholt, "Modal-noise limited signal-to-noise ratios in multimode optical fibers," *Appl. Opt.*, vol. 22, pp. 3084–3089, Oct. 1983.
69. K. Petermann, "Nonlinear distortions and noise in optical communication systems due to fiber connectors," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-16, pp. 761–770, July 1980.
70. T. Kanada, "Evaluation of modal noise in multimode fiber-optic systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-2, pp. 11–18, Feb. 1984.
71. P. E. Couch and R. E. Epworth, "Reproducible modal-noise measurements in system design and analysis," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-1, pp. 591–595, Dec. 1983.
72. F. M. Sears, I. A. White, R. B. Kummer, and F. T. Stone, "Probability of modal noise in single-mode lightguide systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-4, pp. 652–655, June 1986.
73. K. Petermann and G. Arnold, "Noise and distortion characteristics of semiconductor lasers in optical fiber communication systems," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-18, pp. 543–554, Apr. 1982.
74. N. H. Jensen, H. Olesen, and K. E. Stubkjaer, "Partition noise in semiconductor lasers under CW and pulsed operation," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-18, pp. 71–80, Jan. 1987.
75. M. Ohtsu and Y. Teramachi, "Analyses of mode partition and mode hopping in semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, pp. 31–38, Jan. 1989.
76. (*a*) C. H. Henry, P. S. Henry, and M. Lax "Partition fluctuations in nearly single longitudinal mode lasers," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-2, pp. 209–216, June 1984.
    (*b*) S. E. Miller, "On the prediction of the mode-partitioning floor in injection lasers with multiple side modes at 2 and 10 Gb/s," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, pp. 242–249, Feb. 1990.
77. E. E. Basch, R. F. Kearns, and T. G. Brown, "The influence of mode partition fluctuations in nearly single-longitudinal-mode lasers on receiver sensitivity," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-4, pp. 516–519, May 1986.
78. O. Hirota and Y. Suematsu, "Noise properties of injection lasers due to reflected waves," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-15, pp. 142–149, Mar. 1979.
79. Y. C. Chen, "Noise characteristics of semiconductor laser diodes coupled to short optical fibers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 37, pp. 587–589, Oct. 1980.
80. G. P. Agrawal, N. A. Olsson, and N. K. Dutta, "Effect of far-end reflections on intensity and phase noise in InGaAsP semiconductor lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 45, pp. 597–599, Sept. 1984.
81. W. I. Way and M. M. Choy, "Optical feedback on linearity performance of 1300 nm DFB and multimode lasers under microwave intensity modulation," *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, pp. 100–108, Jan. 1988.
82. M. Ettenberg and H. Kressel, "The reliability of (AlGa)As CW laser diodes," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-16, pp. 186–196, Feb. 1980.
83. S. Yamakoshi, O. Hasegawa, H. Hamaguchi, M. Abe, and T. Yamaoka, "Degradation of high-radiance $Ga_{1-x}Al_xAs$ LEDs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 31, pp. 627–629, Nov. 1977.
84. L. R. Dawson, V. G. Keramidas, and C. L. Zipfel, "Reliable, high-speed LEDs for short-haul optical data links," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 59, pp. 161–168, Feb. 1980.
85. S. L. Chuang, A. Ishibashi, S. Kijima, N. Nakajama, M. Ukita, and S. Taniguchi, "Kinetic model for degradation of light-emitting diodes," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 33, pp. 970–979, June 1997.
86. N. J. Frigo, K. C. Reichmann, and P. P. Iannone, "Thermal characteristics of light-emitting diodes and their effect on passive optical networks," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 9, pp. 1164–1166, Aug. 1997.
87. A. K. Dutta, K. Ueda, K. Hara, and K. Kobayashi, "High brightness and reliable AlGaInP-based light-emitting diode for POF data links," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 9, pp. 1567–1569, Dec. 1997.

88. S. Yamakoshi, M. Abe, O. Wada, S. Komiya, and T. Sakurai, "Reliability of high-radiance InGaAsP/InP LEDs operating in the 1.2–1.3 μm wavelength," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-17, pp. 167–173, Feb. 1981.
89. A. R. Goodwin, I. G. A. Davis, R. M. Gibb, and R. H. Murphy, "The design and realization of a high reliability semiconductor laser for single-mode fiber-optical communication links," *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, pp. 1424–1434, Sept. 1988.
90. M. Fukuda, O. Fujita, and S. Uehara, "Homogeneous degradation of surface emitting type InGaAsP/InP light emitting diodes," *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, pp. 1808–1814, Dec. 1988.
91. M. Fukuda, "Lasers and LED reliability update," *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, pp. 1488–1495, Oct. 1988.
92. R. E. Nahory, M. A. Pollack, W. D. Johnston, Jr., and R. L. Barns, "Band gap versus composition and demonstration of Vegard's law for InGaAsP lattice matched to InP," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 33, pp. 659–661, Oct. 1978.

第5章　光功率发射和耦合

在光纤线路耦合的实施过程中，存在着两个主要的系统问题：即如何从多种类型的发光光源将光功率发射进一根特定的光纤，以及如何将光功率从一根光纤耦合进另外一根光纤。从光源发射光功率进入光纤也需要考虑一系列因素，如光纤的数值孔径、光纤的纤芯尺寸、光纤的折射率剖面和光纤的纤芯－包层折射率差，除此之外，还应考虑光源的尺寸、辐射强度和光功率的角分布。

在光源发射的全部光功率中，能耦合进光纤的光功率通常采用耦合效率η来度量，耦合效率的定义为：

$$\eta = \frac{P_F}{P_S}$$

等式中，P_F为耦合进光纤的功率，P_S为光源发射的功率。发射效率或耦合效率取决于和光源连接的光纤类型和耦合的实现过程，例如，是否采用透镜或其他耦合改进方案。

实际上，许多光源供应商提供的光源都附有一小段长度（1 m或更短）的光纤，以便使其连接总是处于最佳功率耦合状态。这一段短光纤通常称为“跳线”或“尾纤”。因此，对于这些带有尾纤的光源的发射问题就可以简化为一个更简单的形式，即从一根光纤到另一根光纤的光功率耦合问题。在这个问题中需要考虑的影响包括光纤位置偏差、不同的纤芯尺寸、数值孔径和纤芯的折射率剖面。除此之外，还需要使光纤的头端面与其轴线垂直并保持光纤头端面的清洁和光滑。

由于光源能向跳线的包层发射大量的光功率，所以在测量光纤跳线和光缆之间的耦合效率时也必须注意一些问题。虽然在短跳线尾端可能还存在包层功率，但这一功率不会耦合进所连接光纤的纤芯里。要测量从跳线耦合进光纤的可用功率的真实值，只有在测量输出光功率之前剥离包层模式。

5.1　光源至光纤的功率发射

测量发光光源功率输出的一种方便而有用的办法是测量在给定驱动电流下光源辐射强度（或称亮度）的角分布B。辐射强度的角分布是单位发射面积射入单位立体角内的光功率，并且通常根据单位平方厘米、单位球面度的瓦特数来度量。由于能够耦合进光纤的光功率取决于辐射角分布（也就是光功率的空间分布），当考虑光源－光纤耦合效率时，光源的辐射角分布与光源全部输出功率相比是一个更重要的参数。

5.1.1　光源的输出方向图

为了确定光纤的光功率接收能力，我们必须首先知道光源的空间辐射方向图。这一方向图是相当复杂的。考虑如图5.1所示的一个球面坐标系，R、θ和ϕ表征三个坐标变量，发射面的法线为其极轴。通常辐射强度既是θ的函数又是ϕ的函数，同时还随发光面上位置的变化而变化。为了简化分析，可以进行一个合理的假设，即在光源发光面内其发射是均匀的。

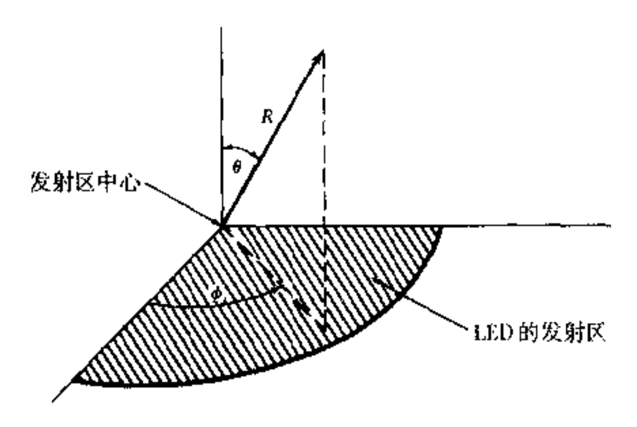


图5.1 用于表征光源辐射方向图的球面坐标系

面发射的LED利用朗伯光源的输出方向图来表征，这种方向图意味着无论从任何方向观察，光源都是等亮度的。在相对于发射面法线的θ角度上，测量出光源发出的功率随$\cos\theta$变化，因为随着观察方向的变化，发射面的投影也随$\cos\theta$变化。因此，朗伯光源的发射方向图使用下面的关系式来表示：

$$B(\theta,\phi)=B_0\cos\theta \tag{5.1}$$

等式中，B_0是沿辐射面法线方向的辐射强度。这种光源的辐射方向图如图5.2所示。

边发光LED和半导体激光器有更复杂的发射方向图。这些器件在LED的pn结平面的水平方向和垂直方向分别有不同的辐射角分布$B(\theta,0)$和$B(\theta,90°)$。辐射角分布可以近似为以下的一般形式[1]，即：

$$\frac{1}{B(\theta,\phi)}=\frac{\sin^2\phi}{B_0\cos^T\theta}+\frac{\cos^2\phi}{B_0\cos^L\theta} \tag{5.2}$$

等式中的整数T和L分别是横向的和侧向的功率分布系数。一般情况下，对于边发光，L=1（这是一个120°半功率光束宽度的朗伯分布），而T的值则要更大一些。对于半导体激光器，L的值可能超过100。

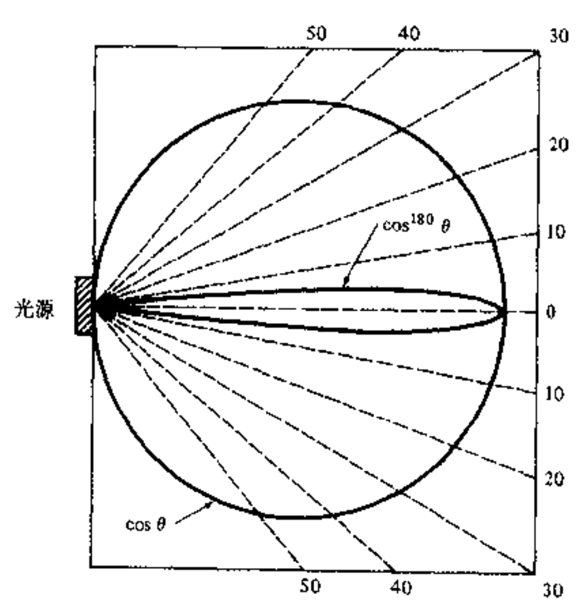


图5.2 朗伯光源的辐射方向图和强方向性的半导体激光器的水平输出方向图，这两个光源的B_0都是归一化的

例5.1　图 5.2 比较了一个朗伯光源和一个半导体激光器的输出方向图，此半导体激光器具有水平方向（$\phi = 0°$）的 $2\theta = 10°$ 的半功率光束宽度。在这种情况下，从（5.2）式可得：

$$B(\theta = 5°, \phi = 0°) = B_0(\cos 5°)^L = \frac{1}{2}B_0$$

求解 L，可以得到：

$$L = \frac{\log 0.5}{\log(\cos 5°)} = \frac{\log 0.5}{\log 0.9962} = 182$$

半导体激光器的更窄的输出光束可以让更多的光功率耦合进光纤中。

5.1.2　功率耦合计算

为了计算耦合进光纤的最大光功率，首先考虑如图 5.3 上所示的亮度 $B(A_s, \Omega_s)$对称光源的情况，其中A_s、Ω_s分别是光源上的面积和发射立体角。其中，光纤的端面在光源发射面中心之上并且其位置尽可能地靠近光源。耦合功率可以用下面的关系式计算：

$$\begin{aligned} P &= \int_{A_f} dA_s \int_{\Omega_f} d\Omega_s B(A_s, \Omega_s) \\ &= \int_0^{r_m} \int_0^{2\pi} \left[\int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_{0,\max}} B(\theta, \phi) \sin\theta \, d\theta \, d\phi \right] d\theta_s \, r \, dr \end{aligned} \tag{5.3}$$

等式中，光纤的端面和容许的立体接收角定义了积分的上下限。在这个表达式中，首先将处于发射面上一个单独的辐射点光源的辐射角分布函数$B(\theta, \phi)$在光纤所允许的立体接收角上进行积分，这一积分就是括号内的表达式，其中 $\theta_{0,\max}$ 是光纤的最大接收角，它与数值孔径 NA 有关，并且可以通过（2.23）式计算得到。总的耦合功率可以通过计算面积为$d\theta_s r dr$的每一个单独发射元所发射的光功率总和来决定，也就是在发射面积上进行积分。为了简化起见，将这里发射面视为圆形的。如果光源的半径 r_s 小于光纤的纤芯半径 a，那么积分上限 $r_m = r_s$，如果光源面积大于纤芯的面积，则有 $r_m = a$。

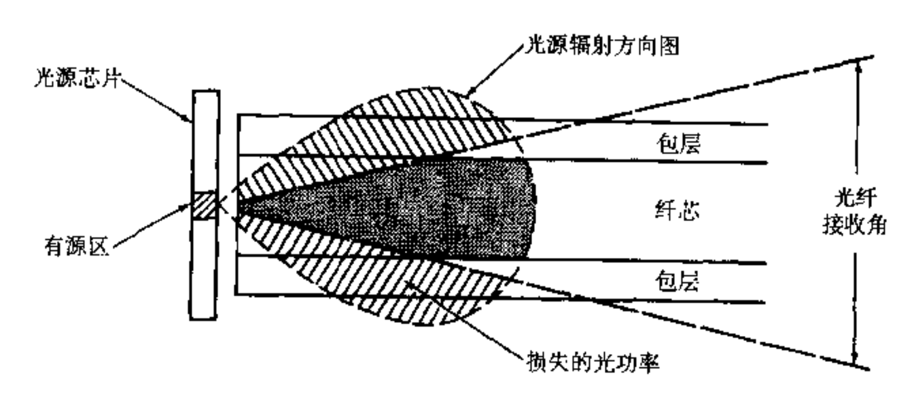


图 5.3　光源耦合进光纤示意图，在允许的角度以外的光将损失掉

作为一个例子，假设一个面发射的LED，其半径r_s小于纤芯的半径a，由于这是一个朗伯光源，将（5.1）式代入（5.3）式可得：

$$\begin{aligned} P &= \int_0^{r_s}\int_0^{2\pi}\left(2\pi B_0\int_0^{\theta_{0,\max}}\cos\theta\sin\theta d\theta\right)d\theta_s\ r\ dr \\ &= \pi B_0\int_0^{r_s}\int_0^{2\pi}\sin^2\theta_{0,\max}d\theta_s\ r\,dr \\ &= \pi B_0\int_0^{r_s}\int_0^{2\pi}\mathrm{NA}^2 d\theta_s\ r\,dr \end{aligned} \tag{5.4}$$

等式中的数值孔径由（2.23）式定义。对于阶跃折射率光纤，其数值孔径与光纤头端面的 θ_s 和 r 无关，因此（5.4）式变为（当 $r_s<\alpha$ 时）：

$$P_{\mathrm{LED,step}} = \pi^2 r_s^2 B_0(\mathrm{NA})^2 \simeq 2\pi^2 r_s^2 B_0 n_1^2\Delta \tag{5.5}$$

现在考虑从面积为 A_s 的光源发射到半球（2πsr）中的全部光功率 P_s，可由下式给出：

$$\begin{aligned} P_s &= A_s\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2}B(\theta,\phi)\sin\theta\ d\theta\,d\phi \\ &= \pi r_s^2\,2\pi B_0\int_0^{\pi/2}\cos\theta\sin\theta\,d\theta \\ &= \pi^2 r_s^2 B_0 \end{aligned} \tag{5.6}$$

因此，可以将（5.5）式表示为 P_s 的函数，即：

$$P_{\mathrm{LED,step}} = P_s(\mathrm{NA})^2 \quad , \quad r_s \le a \tag{5.7}$$

当发射区的半径大于纤芯的半径 a 时，（5.7）式则变为下式：

$$P_{\mathrm{LED,step}} = \left(\frac{a}{r_s}\right)^2 P_s(\mathrm{NA})^2 \quad , \quad r_s > a \tag{5.8}$$

例 5.2 考虑一个 LED，有一个半径为 35 μm 的圆形发射区，并且在给定的驱动电流下，朗伯辐射方向图的轴向辐射强度为 150 W/(cm^2 · sr)。让我们比较耦合进两根阶跃折射率光纤中的光功率，其中一根光纤纤芯半径为 25 μm，NA=0.20，而另一根光纤纤芯半径为 50 μm，NA=0.20。对于更大芯径的光纤，可以使用（5.6）式和（5.7）式得到下式：

$$\begin{aligned} P_{\mathrm{LED,step}} &= P_s(\mathrm{NA})^2 = \pi^2 r_s^2 B_0(\mathrm{NA})^2 \\ &= \pi^2(0.0035\mathrm{cm})^2[150\mathrm{W/(cm^2\cdot sr)}](0.20)^2 = 0.725\mathrm{mW} \end{aligned}$$

对于光纤端面面积小于光源发射面面积的情况，可以利用（5.8）式来计算，计算出的耦合功率小于上面的情况，功率比值为半径比值的平方，即：

$$P_{\mathrm{LED,step}} = \left(\frac{25\mu\mathrm{m}}{35\mu\mathrm{m}}\right)^2 P_s(\mathrm{NA})^2 = \left(\frac{25\mu\mathrm{m}}{35\mu\mathrm{m}}\right)^2(0.725\ \mathrm{mW}) = 0.37\ \mathrm{mW}$$

对于渐变折射率光纤的情况，光纤上某点的数值孔径与该点到光纤轴的距离 r 有关，使用（2.80）式来定义。于是，利用（2.80a）式和（2.80b）式，从面发射 LED 耦合进渐变折射率光纤的功率可表示为（当 $r_s<\alpha$ 时）：

$$
\begin{aligned}
P_{\text{LED,gradec}} &= 2\pi^2 B_0 \int_0^{r_s} \left[n^2(r) - n_2^2\right] r\,dr \\
&= 2\pi^2 r_s^2 B_0 n_1^2 \Delta \left[1 - \frac{2}{\alpha+2}\left(\frac{r_s}{a}\right)^{\alpha}\right] \\
&= 2P_s n_1^2 \Delta \left[1 - \frac{2}{\alpha+2}\left(\frac{r_s}{a}\right)^{\alpha}\right]
\end{aligned}
\tag{5.9}
$$

等式中最后的表达式可从（5.6）式得到。

采用以计算机为基础的分析方法，并使用傅里叶变换方法来代替以上表达式中的数字积分，可以快速计算从LED耦合进大芯径光纤的光功率[2]。而且，前面的分析是假定光源和光纤之间的耦合为理想情况，只有当光源和光纤端面之间介质的折射率与纤芯的折射率n_1完全匹配时才可以获得这种情况。如果其中的介质的折射率n不同于n_1，那么，对于垂直的光纤端面，耦合进光纤的功率将降低一个因子大小：

$$
R = \left(\frac{n_1 - n}{n_1 + n}\right)^2 \tag{5.10}
$$

等式中，R是菲涅耳反射系数或光纤纤芯端面的反射率。比率$r = (n_1-n)/(n_1+n)$称为反射系数，它确定了反射波的幅度与入射波的幅度之间的关系。

例 5.3　一个折射率为 3.6 的 GaAs 光源耦合进折射率为 1.48 的石英光纤中，如果光纤端面和光源在物理上紧密相接，于是由（5.10）式，在光源和光纤头端的分界面上菲涅耳反射可以使用下式来表示：

$$
R = \left(\frac{n_1 - n}{n_1 + n}\right)^2 = \left(\frac{3.60 - 1.48}{3.60 + 1.48}\right)^2 = 0.174
$$

这相当于 17.4% 的发射光功率反射回光源，与这一 R 值相应的耦合功率由下式给定：

$$
P_{\text{coupled}} = (1 - R)P_{\text{emitted}}
$$

使用分贝表示的功率损耗 L 可由下式得到，即：

$$
L = -10\log\left(\frac{P_{\text{coupled}}}{P_{\text{emitted}}}\right) = -10\log(1-R) = -10\log(0.826) = 0.83\ \text{dB}
$$

这个数值有可能因在光源和光纤端面之间存在折射率匹配材料而减小。

光功率遵从圆柱型对称$\cos^m\theta$分布的非朗伯光源辐射器的耦合功率计算留作练习，由读者完成。从边发光 LED 注入光纤的光功率，由于存在着非圆柱型对称的功率分布，所以其耦合功率的计算更为复杂。这个例子已由 Marcuse[3] 给出，如果希望得到更详细的知识，读者可以阅读有关的参考文献。在 5.4 节中将对 LED 光源耦合进单模光纤这种情况进行简单分析。

5.1.3 发射功率与波长的关系

值得注意的是，注入光纤的光功率并不取决于光源的波长而只取决于光源的亮度，或者是只取决于光源的辐射强度。从（2.81）式我们可以看出，能在纤芯半径为 a 而折射率剖面为 α 的渐变折射率光纤中传播的模式数目为：

$$M = \frac{\alpha}{\alpha + 2}\left(\frac{2\pi a n_1}{\lambda}\right)^2 \Delta \tag{5.11}$$

因此，在波长为900 μm处，一根给定的光纤中能传播的模式数目是波长为1300 μm处传播的模式数目的两倍。

对于由一个特定工作波长的光源激励起来的每个模式所携带的光功率 P_s/M，可以由辐射强度与额定光源波长的平方相乘得到[4]：

$$\frac{P_S}{M} = B_0 \lambda^2 \tag{5.12}$$

于是，在波长为1300 μm处，注入光纤中一个给定模式的功率是波长为900 μm处注入光纤这一给定模式的功率的两倍。因此，工作于不同波长但有相同的辐射强度和相等尺寸的两个光源将相同数量的光功率注入相同的光纤。

5.1.4 稳态数值孔径

正如前面所讲述的，一个光源通常与一根短尾纤（约1～2 m长）相连，以便于实现光源与系统光纤之间的耦合。为了获得较低的耦合损耗，尾纤应连接在具有相同的标称NA和相同纤芯直径的系统光纤上。一定数量的光功率（范围从0.1 dB到1 dB）将在连接点损耗掉，损耗的准确值取决于连接机理，这将在5.3节中讨论。除了连接损耗之外，额外的损耗将产生在光纤开始的几十米。这种额外损耗是在注入模式达到一个平衡状态的过程中，非传播模式散射的结果（见3.4节）。这一点对于面发射的LED是特别重要的，因为这类光源倾向于将光功率耦合进光纤的所有模式中。激光器与光纤之间的耦合受这种效应的影响较小，这是由于激光器很少激励起非传播的光纤模式。

在设计任何系统时，必须仔细地分析这种额外的损耗，因为对于某些类型的光纤这种损耗会明显地高于其他光纤[5]。作为光纤数值孔径的函数，额外功率损耗的一个例子如图5.4所示。在光纤的输入端，光纤的接收功率取决于输入数值孔径 $\mathrm{NA_{in}}$。如果LED的光发射面积小于光纤纤芯的横截面面积，那么在这一点上，耦合进光纤的功率由（5.7）式给出，其中 $\mathrm{NA}=\mathrm{NA_{in}}$。

然而，当在一个较长的光纤长度上测量光功率时，平衡数值孔径 $\mathrm{NA_{eq}}$ 的影响变得明显起来，在这个长度上所有的模式达到了平衡状态（这种状况常在50 m左右出现）。在这一点上，光纤内的光功率可以由下式进行衡量：

$$P_{\mathrm{eq}} = P_{50}\left(\frac{\mathrm{NA_{eq}}}{\mathrm{NA_{in}}}\right)^2 \tag{5.13}$$

等式中，P_{50} 是达到入射数值孔径时，在光纤长度等于50 m处的功率。进入光纤的耦合模式数目主要依据光纤－包层折射率差的函数，它可能因光纤的种类不同而大不一样。因为大多数光纤在大约

50 m 处达到平衡数值孔径的 80% ~ 90%，所以在计算电信系统中的注入光功率时，NA_{eq} 的数值非常重要。

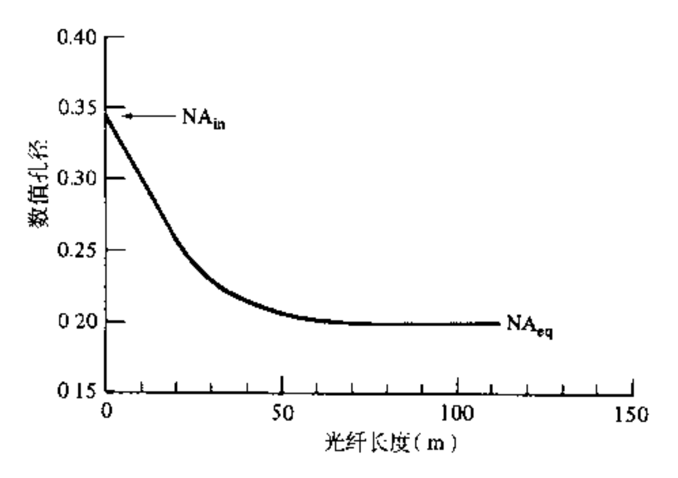


图 5.4　数值孔径作为光纤长度的函数，并随长度变化

5.2　改善耦合的透镜结构

5.1 节给出的光功率的注入分析是基于将光纤的平面端面中心尽可能地直接靠近光源。如果光源发射面积大于光纤纤芯的面积，则最终耦合进光纤的光功率可以达到最大值。这是基本能量和辐射强度守恒原理[6]的结果（也就是众所周知的亮度定律）。如果光源的发射面积小于纤芯的面积，可以在光源和光纤之间设置微型透镜来改善功率耦合效率。

微型透镜的功能是扩大光源的发射面积，使之与光纤纤芯区域精确匹配。如果发射区域通过放大因子 M 面放大，则从 LED 耦合进光纤的立体角被同一因子放大。

几种可能采用的透镜结构[1,7-12]如图 5.5 所示。这些结构包括一根端面为圆形的光纤，一个小玻璃球（非成像微球体）既和光源又和光纤相接触，一个大的球形透镜用于将光源发射的光成像于光纤端面的纤芯区域，一个通常用一小段光纤做成的柱型透镜，一个包含球表面的 LED 和球形端面光纤形成的系统，以及一个锥状头的光纤等。

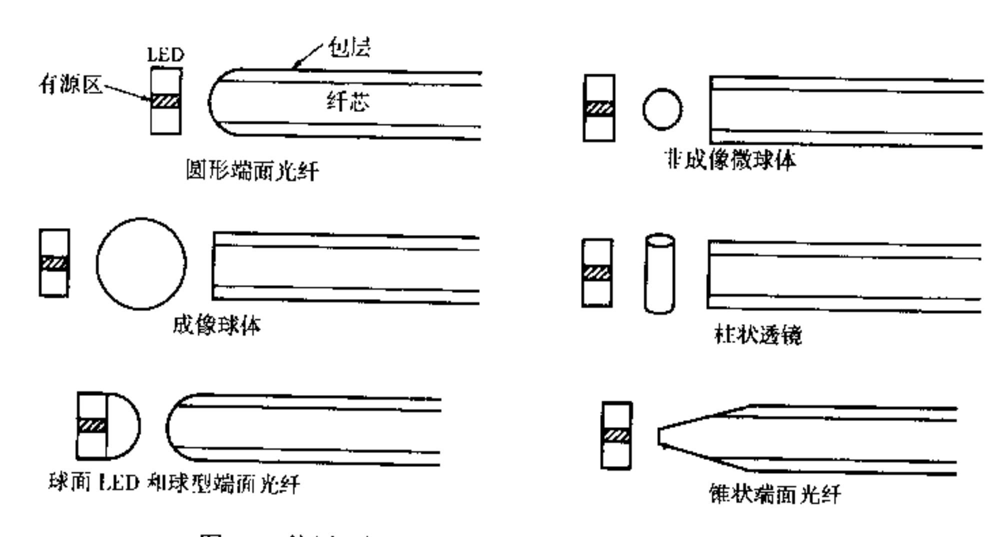


图 5.5　使用透镜来提高光源 - 光纤耦合效率的方案举例

虽然这些技术能改善光源到光纤的耦合效率，但是也会引起额外的复杂性。其中的一个问题是透镜尺寸与光源和光纤纤芯尺寸相近，这样就造成了制作和操作的困难。对于锥状端面光纤的情况，由于耦合效率变成更加尖锐的空间对准的峰值函数，因此必须实施高精度的机械对准。然而，对于其他的透镜系统，对准容差就可以大一些。

5.2.1 非成像微球

一种最有效的聚焦方法是非成像微球的使用。让我们首先考查它用于如图5.6所示的面发射光源的情况。首先进行以下的符合实际的假设：球型透镜的折射率为2.0，外部介质为空气（折射率n=1.0），并且发射区是圆形的。为准直LED的输出光，发射表面应该位于透镜的焦点处。焦点的位置可以使用高斯透镜公式来计算[13]，即：

$$\frac{n}{s}+\frac{n'}{q}=\frac{n'-n}{r} \tag{5.14}$$

等式中，s和q分别是从透镜表面测量的物距和像距，n是透镜的折射率，n'是外部介质的折射率，r是透镜表面的曲率半径。

在（5.14）式中，我们使用了以下的符号规则：

1. 光线从左到右传播；
2. 物距的测量以顶点的左方为正，而以右方为负；
3. 像距的测量则以顶点的右方为正，而以左方为负；
4. 所有遇到光线的凸面有正的曲率半径，而凹面则有负的曲率半径。

根据这些规则，我们可以找到透镜的右边表面的焦点，如图5.6所示。为了找到焦点，令$q=\infty$，同时由（5.14）式解出s，这里s是从B点开始测量的。设n=2.0，n'=1.0，$q=\infty$，且$r=-R_L$，则从（5.14）式可得出下面的等式，即：

$$s=f=2R_L$$

因此，焦点位于透镜表面的A点（当然，如果微球的折射率不等于2.0，焦点肯定也是会变化的）。

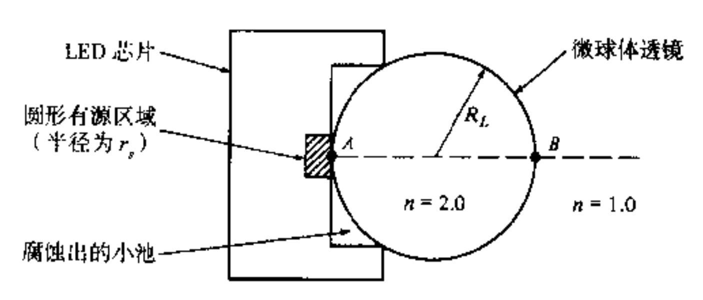


图5.6 带有微球透镜的LED辐射器示意图

如果靠近透镜表面安放LED，即可产生对光源发射区域的显著放大，其放大因子为M。该放大因子由透镜的剖面面积和发射面积的比率给定，即：

$$M=\frac{\pi R_L^2}{\pi r_s^2}=\left(\frac{R_L}{r_s}\right)^2 \tag{5.15}$$

利用(5.4)式可以得出，在使用透镜的条件下，能够耦合进一个张角为2θ的口面中的光功率P_L可以由下式计算：

$$P_L=P_s\left(\frac{R_L}{r_s}\right)^2\sin^2\theta \tag{5.16}$$

等式中，P_S是在没有透镜的情况下从LED的总输出功率。

理论上的耦合效率可以从能量和辐射强度守恒原理得到[14]，这个效率通常由光纤的尺寸来决定。对于半径为a且数值孔径为NA的光纤，最大耦合效率η_{max}由下式给出：

$$\eta_{\max}=\begin{cases}\left(\dfrac{a}{r_s}\right)^2(\mathrm{NA})^2 & , \quad \dfrac{r_s}{a}>\mathrm{NA}\\ 1 & , \quad \dfrac{r_s}{a}\leqslant \mathrm{NA}\end{cases} \tag{5.17}$$

于是，当发射区域的半径大于光纤的半径时，采用透镜的方法，耦合效率得不到改善的情况是可能的。在这种情况下，最佳耦合效率可以采用直接接触方法来获得。

根据(5.17)式，理论耦合效率作为发射区域直径的函数，一数值孔径为0.20、纤芯直径为50 μm的光纤的耦合效率如图5.7所示。

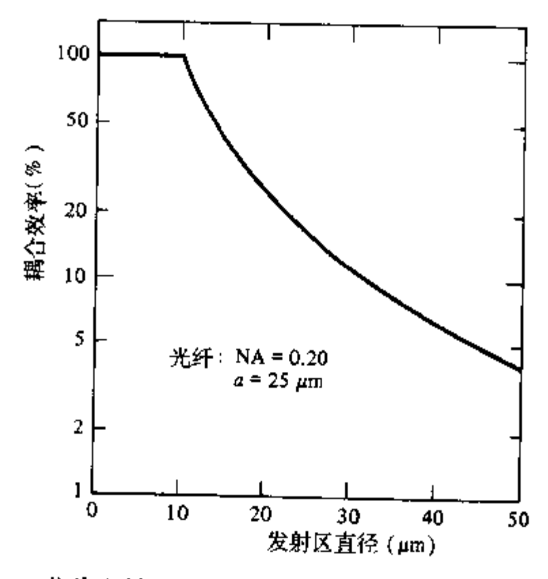


图5.7 作为发射面直径函数的面发光LED的理论耦合效率，与之耦合的光纤NA=0.20、纤芯半径a=25 μm

5.2.2 半导体激光器与光纤的耦合

如第4章所述，边发光半导体激光器的辐射方向图，正常情况下在与有源区结区垂直的面上其

半高全宽（FWHM）为30°~50°，与有源区平行的面上的（FWHM）为5°~10°。由于激光器的输出角分布大于光纤所允许的角度，而且由于激光器的发射面积比光纤的纤芯面积小得多，所以球面透镜和柱面透镜[10,11,15]或锥形头光纤[16-19]可以用于改善边发光半导体激光器和光纤间的耦合效率。对于垂直腔表面发射激光器（VCSEL），上面的方法也能得到很好的效果。大规模生产的激光器阵列到平行多模光纤的耦合效率可以达到35%，而从单个VCSEL到多模光纤的直接（无透镜）耦合有可能达到高于90%的耦合效率[20]。

针对均匀玻璃的微球透镜的使用情况，Khoe和Kyut[15]对由几百个半导体激光器构成的一个器件组进行了实验。他们采用折射率为1.9的球形玻璃透镜和直径范围从50 μm到60 μm的环氧树脂，粘合纤芯直径为50 μm、数值孔径为0.2的渐变折射率光纤端面。激光器输出光束的FWHM的测量值如下：

1. 对于平行于结区的平面内近场的FWHM在3 μm到9 μm之间
2. 对于垂直于结区的平面内场的FWHM在30°到60°之间
3. 对于平行于结区的平面内场的FWHM在15°到55°之间

在这些实验中得到的耦合效率范围在50%~80%之间。

5.3 光纤与光纤的连接

在任何光纤系统的铺设过程中，必须考虑的一个重要问题是光纤之间的低损耗连接方法。这些连接存在于光源、光检测器、光缆内部中间点上两根光纤的连接处以及线路中两根光缆的中间连接点。光纤连接需要采用哪一种特殊技术，取决于光纤是否永久连接或是连接可轻易拆卸。一个永久性的连接通常指的是一个接头，而一个易拆卸的连接则称为连接器。

每种连接方法都会受制于一些特定的条件，它们在接点处都将导致不同数量的光功率损耗。这些损耗取决于一定的参数，诸如接点的输入功率分布、光源与连接点之间的光纤长度、在连接点处相连的两根光纤的几何特性与波导特性以及光纤头端面的质量等等。

能从一根光纤耦合进另一根光纤的光功率受制于每根光纤中能传播的模式数量。例如，如果一根可传播500个模式的光纤连接到另一根仅能传送400个模式的光纤中，那么第一根光纤中最多有80%的光功率可耦合进第二根光纤中（如果我们假设所有的模式都受到同等的激励）。对于渐变折射率光纤，其纤芯半径为a，包层折射率为n_2，$k=2\pi/\lambda$，则模式总数量可以使用下面的表达式来计算（这个公式的推导较为复杂）[6]：

$$M = k^2 \int_0^a [n^2(r) - n_2^2] r\, dr \tag{5.18}$$

等式中，$n(r)$为光纤纤芯内距光纤轴r处的折射率。它与光纤的本地数值孔径NA(r)有关，利用（2.80）式可以得到：

$$\begin{aligned} M &= k^2 \int_0^a \mathrm{NA}^2(r) r\, dr \\ &= k^2 \mathrm{NA}^2(0) \int_0^a \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha\right] r\, dr \end{aligned} \tag{5.19}$$

通常，任何相互连接的两根光纤都将存在半径a、轴上数值孔径NA(0)和折射率剖面α的差异。于是，从一根光纤到另一根光纤的功率耦合比与两根光纤所共有的模式容量M_{comm}成正比（如果假设在所有模式上功率为均匀分布），由此可得光纤与光纤之间的耦合效率η_F为：

$$\eta_F = \frac{M_{\text{comm}}}{M_E} \tag{5.20}$$

等式中，M_E是发射光纤的模式数量（这根光纤将光功率注入另一根光纤）。

光纤与光纤之间的耦合损耗L_F可以用η_F定义如下：

$$L_F = -10\log\eta_F \tag{5.21}$$

在连接点处，对两根多模光纤的光功率损耗进行估计和分析则是比较困难的，因为光功率损耗取决于光纤中模式间的功率分配[21-23]。例如，在考虑第一种情况时，即光纤中所有模式被同等地激励（如5.8(a)所示），此时，发射光束充满了整个发射光纤的输出数值孔径。现在假设有第二根完全相同的光纤，我们称之为接收光纤，它将与发射光纤连接。对于接收光纤，它接收所有由第一根光纤中发射的光功率。这两根光纤必须完全对准，同时它们的几何特性与波导特性也必须精确匹配。

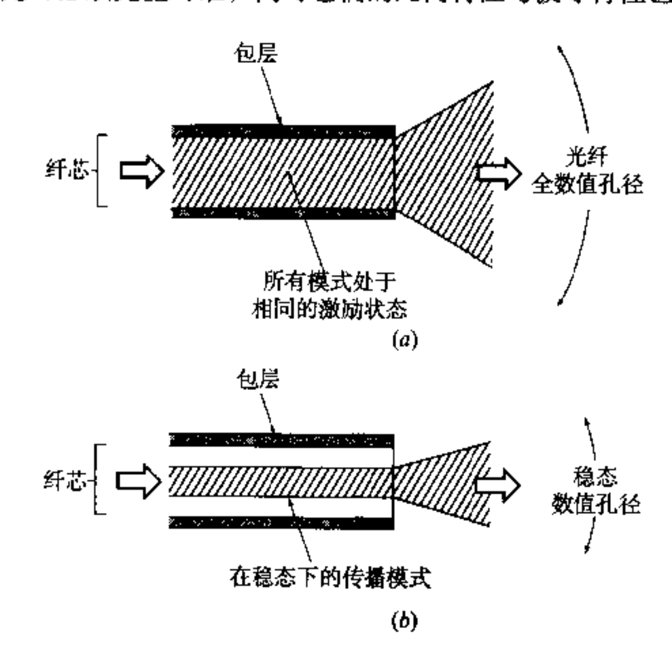


图 5.8　从光纤射出光束的不同模式分布导致不同程度的耦合损耗。(a)当所有的模式处于相同的激励状态，则输出光束充满了全部的输出数值孔径；(b)对于一个稳态的模式分布，输出的光束只充满稳态（平衡）的数值孔径

另一方面，如果稳态模式平衡已经在发射光纤中建立，而且大部分功率集中在低阶的光纤模式中，这表示光功率集中在纤芯的中心附近，如图5.8(b)所示，从发射光纤出射的光功率仅仅充满稳态数值孔径决定的空间。在这种情况下，由于接收光纤的输入数值孔径大于发射光纤的稳态数值孔径，因此两根连接光纤的轻微机械对准误差以及几何特性的微小变化不会对连接损耗产生重要影响。

稳态模式平衡通常要在较长的光纤长度上才能建立起来（见第3章），于是，当估算长光纤间的连接损耗时，基于均匀模式功率分布的计算结果可能太过粗糙。然而，如果假设存在稳态平衡模式功率分布，则其估算结果可能会比较乐观，这是由于机械对准误差和光纤到光纤的特性变化会导

致第二根光纤中模式功率的重新分配。光功率在第二根光纤中传播时，由于需要重新建立模式的稳态分布，所以将产生附加的损耗。

对于两根不同的光纤之间耦合损耗的精确计算，必须考虑到光纤中不同模式的功率非均匀分布和第二根光纤的传播影响，这个计算过程相当复杂、繁琐[24]。因此在这里，我们假设光纤中所有模式均同等地受到激励。虽然这给出了一个对光纤间连接损耗的稍嫌粗糙的预测，但是它可以对由于机械对准误差、几何失配以及两根互连光纤间的波导特性变化而引起的损耗的相对影响做出估计。

5.3.1 机械对准误差

机械对准误差是两根光纤进行连接时产生的主要问题。由于两根光纤的尺寸细微，一根标准的多模渐变折射率光纤纤芯的直径为 50 ~ 100 μm，大约是人的头发丝这么粗，而一根单模光纤纤芯的直径约为 9 μm。这样细的光纤之间如果存在机械对准误差则必将产生辐射损耗，因为发射光纤的辐射圆锥可能与接收光纤的接收圆锥失配。辐射损耗的量值取决于两根光纤对准误差的程度。光纤之间的三种基本对准误差类型如图 5.9 所示。

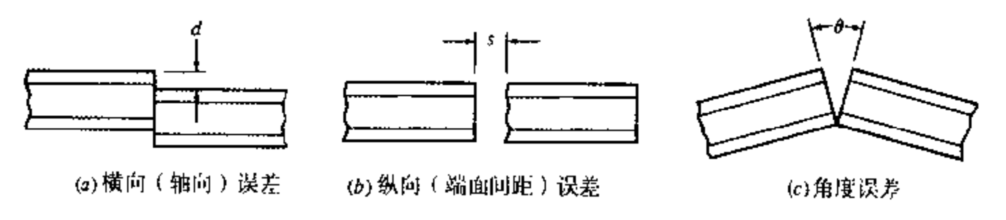


图 5.9 两根连接光纤之间产生的三种类型的机械对准误差

纵向间隔的产生是由于两根光纤在同一个轴线上但光纤端面之间有间隙s。角度对准误差的产生是由于两根光纤的轴之间存在一个角度，以至于两根光纤的端面不再平行。轴移位（也常称为横向移位）的产生是由于两根光纤的轴线之间存在横向分离距离 d。

在实践中，最常见的光纤对准误差是轴向偏移，这种偏移会导致最严重的功率损耗。轴向偏移减小了两根光纤纤芯端面的重叠区域，如图5.10所示，其结果是减少了从一根光纤耦合进另一根光纤的光功率值。

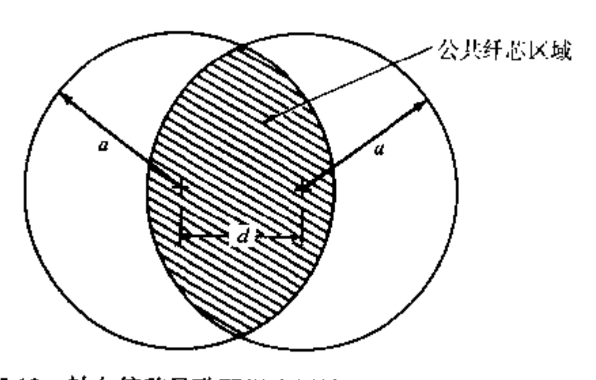


图 5.10 轴向偏移导致两根光纤端面的公共纤芯区域的减小

为了说明轴向偏移的影响，我们讨论一个简单的例子。有两根相同的梯度折射率光纤，纤芯半径为a。在通常连接时，两根光纤的轴向偏移距离为d，如图 5.10所示。假定发射光纤中有均匀的模式功率分布，由于数值孔径在两根光纤的端面上是不变的，因而从一根光纤耦合进另一根光纤的光功率就简单地正比于两根光纤公共的纤芯区域面积A_{comm}。A_{comm}的计算公式如下（见习题 5.9）：

$$A_{\text{comm}} = 2a^2 \arccos\frac{d}{2a} - d\left(a^2 - \frac{d^2}{4}\right)^{1/2} \tag{5.22}$$

对于阶跃折射率光纤，其耦合效率就可简单地表示为公共纤芯区域面积与纤芯端面面积的比值，即：

$$\eta_{F,\text{step}} = \frac{A_{\text{comm}}}{\pi a^2} = \frac{2}{\pi}\arccos\frac{d}{2a} - \frac{d}{\pi d}\left[1 - \left(\frac{d}{2a}\right)^2\right]^{1/2} \tag{5.23}$$

从一根渐变折射率光纤耦合进另一根相同光纤的光功率计算则更为复杂，这是由于数值孔径在光纤端面内是变化的。正因为如此，在公共纤芯区中，一个给定点上耦合进接收光纤的总功率受传输光纤或接收光纤的制约，根据数值孔径的值耦合进接收光纤的光功率要小一些。

如果渐变折射率光纤的端面受到均匀照射，则纤芯所接收的光功率即是落入光纤的数值孔径以内的功率。光纤尾端面上某点 r 处的光功率密度正比于该处的数值孔径 NA(r)的平方[10]，也就是：

$$p(r) = p(0)\frac{\text{NA}^2(r)}{\text{NA}^2(0)} \tag{5.24}$$

等式中，NA(r)与 NA(0)分别由（2.80a）式与（2.80b）式定义，参量 $p(0)$是纤芯轴上的功率密度，它与光纤中总功率的关系可以由下式给出：

$$P = \int_0^{2\pi}\int_0^a p(r) r\,dr\,d\theta \tag{5.25}$$

对于任意的折射率剖面，（5.25）式中的双重积分必须进行数值计算。但是对于抛物线折射率剖面（α=2.0），可以得到解析表达式。利用（2.80）式和（5.24）式，在给定点 r 处的功率密度表达式变为：

$$p(r) = p(0)\left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right] \tag{5.26}$$

根据（5.25）式和（5.26）式，轴上的功率密度 $p(0)$与发射光纤中总功率间的关系则为：

$$p = \frac{\pi a^2}{2} p(0) \tag{5.27}$$

假设两根光纤的折射率剖面均为抛物线型，光纤间的轴向偏移为 d，如图 5.11 所示。现在让我们来计算一下通过这两根光纤连接点的传输功率，重叠的区域必须分别考虑为区域 A_1 和 A_2。在区域 A_1 中，数值孔径为发射光纤所制约，而在区域 A_2 中，接收光纤数值孔径小于发射光纤的数值孔径，分开两个区域的垂直虚线是数值孔径相等的点的集合。

为了确定耦合进接收光纤中的功率，利用（5.26）式给出的功率密度分别在区域 A_1 和 A_2 上积分。由于在区域 A_1 发射光纤的数值孔径小于接收光纤的数值孔径，所有射入这一区域的功率将由接收光纤所接收，因此，区域 A_1 的接收功率 P_1 为：

$$P_1 = 2\int_0^{\theta_1}\int_{r_1}^{a} p(r) r\,dr\,d\theta$$

$$= 2p(0)\int_0^{\theta_1}\int_{r_1}^{a}\left[1-\left(\frac{r}{a}\right)^2\right]r\,dr\,d\theta \tag{5.28}$$

等式中积分的上下限如图5.12所示，并由下式表示：

$$r_1 = \frac{d}{2\cos\theta}$$

以及

$$\theta_1 = \arccos\frac{d}{2a}$$

完成积分后，可以得到：

$$P_1 = \frac{a^2}{2}p(0)\left\{\arccos\frac{d}{2a} - \left[1-\left(\frac{d}{2a}\right)^2\right]^{1/2}\frac{d}{6a}\left(5-\frac{d^2}{2a^2}\right)\right\} \tag{5.29}$$

等式中，$p(0)$由（5.27）式所给定。（5.29）式的推导留作练习，由读者完成。

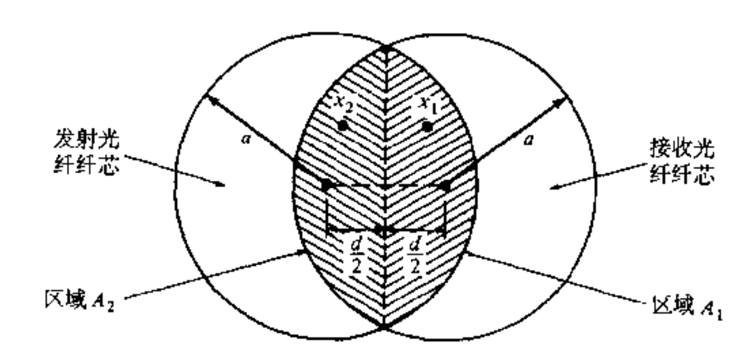


图5.11 轴向偏移距离为d的两根相同的抛物线型渐变折射率光纤纤芯的重叠区域，x_1和x_2是在区域A_1和A_2中对称的任意两点

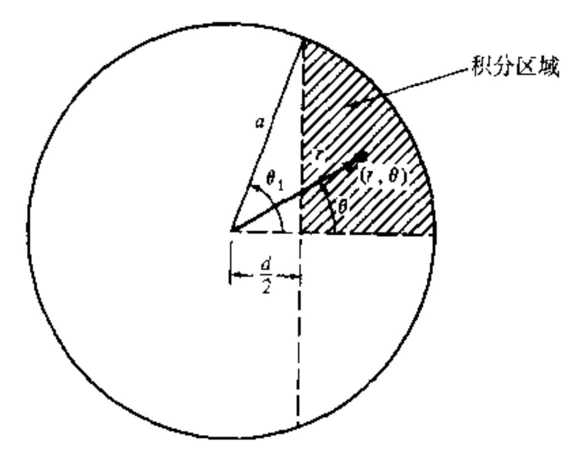


图5.12 两根抛物线型渐变折射率光纤的公共纤芯区域的积分面和积分限

在区域A_2中，发射光纤的数值孔径比接收光纤的数值孔径大，这就说明接收光纤仅能接收落

入其数值孔径的那部分发射光功率。由于对称的原因[31]，这个功率值可以很容易地计算出来。区域A_2中x_2点所对应的接收光纤的数值孔径值与区域A_1中对称点x_1所对应的发射光纤的数值孔径值相同，因此，在区域A_2中任意的x_2点上接收光纤接收的光功率，也等于从区域A_1中的对称x_1点上发射出来的光功率。区域A_2上的总耦合功率P_2等于区域A_1上总的耦合功率P_1。归纳以上这些结果，我们可以得出接收光纤所接收的总功率P_T为：

$$\begin{aligned} P_T &= 2P_1 \\ &= \frac{2}{\pi}P\left\{\arccos\frac{d}{2a}-\left[1-\left(\frac{d}{2a}\right)^2\right]^{1/2}\frac{d}{6a}\left(5-\frac{d^2}{2a^2}\right)\right\} \end{aligned} \tag{5.30}$$

当轴向对准误差d相对于纤芯的半径a较小时，(5.30)式可以近似为：

$$P_T \simeq P\left(1-\frac{8d}{3\pi a}\right) \tag{5.31}$$

当$d/a<0.4$时，上式引入的误差不超过1%，(5.30)式和(5.31)式给出了由于轴向偏移引起的耦合损耗为：

$$L_F = -10\log\eta_F = -10\log\frac{P_T}{P} \tag{5.32}$$

两根光纤的端面间存在纵向缝隙s对接收的影响如图5.13所示。并非所有在宽度为x的环形区域中发射的较高阶模式光功率都能由接收光纤所截取，所以对于阶跃折射率光纤，这种情况下产生的损耗可以直接表示为：

$$L_F = -10\log\left(\frac{a}{a+s\tan\theta_c}\right)^2 \tag{5.33}$$

等式中，θ_c是光纤的临界接收角。

当两根互连光纤的轴在连接处存在着角度对准误差时，将损失掉置于接收光纤的立体接收角之外的光功率。对于两根具有角度对准误差为θ的阶跃折射率光纤，在连接处的光功率损耗可以表示为：

$$\begin{aligned} L_F = -10\log\Bigg(\cos\theta\bigg\{&\frac{1}{2}-\frac{1}{\pi}p(1-p^2)^{1/2}-\frac{1}{\pi}\arcsin p \\ &-q\left[\frac{1}{\pi}y(1-y^2)^{1/2}+\frac{1}{\pi}\arcsin y+\frac{1}{2}\right]\bigg\}\Bigg) \end{aligned} \tag{5.34}$$

等式中：

$$p = \frac{\cos\theta_c(1-\cos\theta)}{\sin\theta_c\sin\theta}$$

$$q=\frac{\cos^3\theta_c}{(\cos^2\theta_c-\sin^2\theta)^{3/2}}$$
$$y=\frac{\cos^2\theta_c(1-\cos\theta)-\sin^2\theta}{\sin\theta_c\cos\theta_c\sin\theta}$$

（5.34）式的推导需要再次假设所有的模式都是受到均匀激励的。

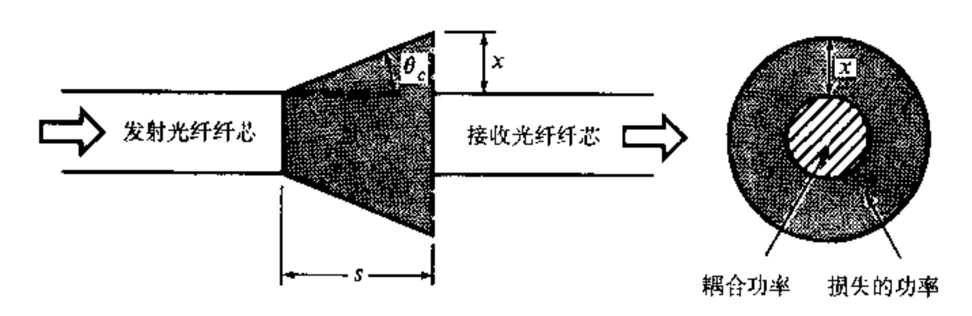


图 5.13 当光纤端面间存在纵向距离 s 时的损耗效应

由上述三种机械对准误差所引起损耗的实验比较如图5.14所示。这一测量结果是基于使用LED光源和使用渐变折射率光纤的两个独立实验得到的。在第一个实验和第二个实验中，光纤纤芯尺寸分别是 50 μm 和 55 μm。第一个实验使用一根 1.83 m 长的光纤，而第二个实验使用一根 20 m 长的光纤。在两种情况下，首先优化光纤的功率输出，然后在中心处将这些光纤切断，这样机械对准误差所造成的损耗测量就可以在完全相同的光纤上进行。横向偏移和纵向分离损耗作为利用纤芯半径归一化对准误差的函数而标识在图5.14中，而归一化后的角度对准误差0.1则相当于1° 的角度偏移。

例 5.4 假设两根渐变折射率光纤存在着横向偏移 d=0.3a 的对准误差。根据（5.30）式，我们可以得到从第一根光纤中耦合进第二根光纤中的光功率比例为：

$$\frac{P_T}{P}=\frac{2}{\pi}\left\{\arccos(0.15)-[1-(0.15)^2]^{1/2}\left(\frac{0.15}{3}\right)\left[5-\frac{(0.3)^2}{2}\right]\right\}=0.748$$

或者使用分贝表示为：

$$10\log\frac{P_T}{P}=-1.27\ \mathrm{dB}$$

其计算结果和实验值相比较，如图 5.14 所示。

正如图5.14所示，在三种机械对准误差中，最主要的损耗产生于横向偏移。在实际连接时，仅有角度小于 1° 的对准误差在熔接点和活动连接器中是可以达到的。从图5.14显示的实验数据可以看出，这些对准误差导致的损耗小于 0.5 dB。

对于光纤接头，光纤间存在缝隙所引起的损耗在正常情况下是可以忽略的，因为光纤相当紧密地接触在一起。对于大多数光纤连接器，则有意识地将光纤的端面分开一个小的缝隙，这种方法可以避免两根光纤端面相互摩擦，从而可以避免对接头的接合面造成伤害。在实际应用时，典型缝隙的范围从 0.025 mm 到 0.1 mm，对于 50 μm 直径的光纤，这将导致小于 0.8 dB 的损耗。

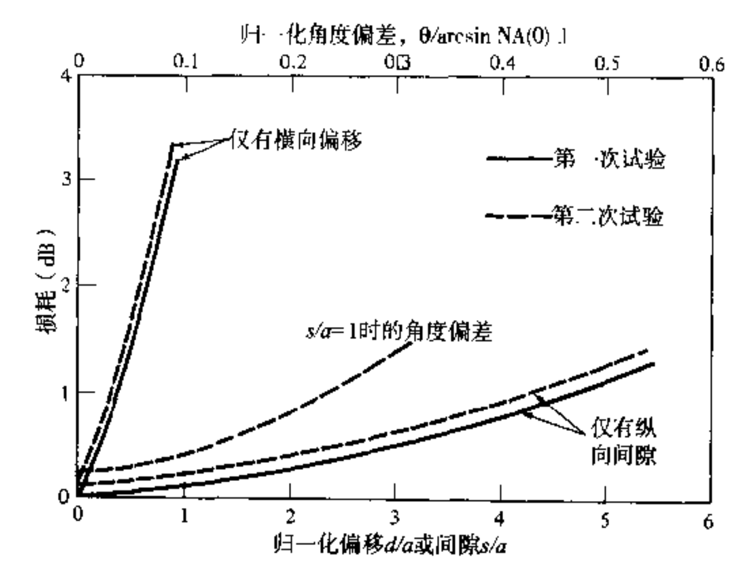


图 5.14　作为机械对准误差函数的损耗值（用 dB 表示）的实验比较
（经允许复制于 Chu and McCormick,[27] © 1978, AT&T）

5.3.2　光纤相关损耗

除了机械对准误差之外，任何相连光纤的几何特性和波导特性的差异对光纤间的耦合损耗也有较深的影响。这些特性包括纤芯直径的变化、纤芯区域的椭圆度、光纤的数值孔径、折射率剖面以及每根光纤的纤芯和包层的同心度等。由于这些特性变化是与光纤生产商相关的，因而使用者通常不能控制这些特性的变化。对这些变化造成的影响所进行的理论与实验研究[24,34-39]表明，与折射率剖面或纤芯的椭圆度的失配相比，纤芯半径与数值孔径的差异对连接损耗有更为显著的影响。

光纤纤芯直径、数值孔径以及纤芯折射率剖面的失配所造成的连接损耗根据（5.19）式和（5.20）式很容易计算出。为了简化起见，我们使用下标 E 和 R 分别表示发射光纤和接收光纤，如果纤芯半径 a_E 与 a_R 不相等，但是轴上数值孔径与折射率剖面相等（$NA_E(0)=NA_R(0)$ 且 $a_E=a_R$），则耦合损耗为：

$$L_F(a)=\begin{cases}-10\log\left(\dfrac{a_R}{a_E}\right)^2 & , \quad a_R<a_E \\ 0 & , \quad a_R\geqslant a_E\end{cases} \tag{5.35}$$

如果两根相互耦合的光纤的纤芯半径与折射率剖面相同而轴上数值孔径不同，则耦合损耗为：

$$L_F(\mathrm{NA})=\begin{cases}-10\log\left[\dfrac{\mathrm{NA}_R(0)}{\mathrm{NA}_E(0)}\right]^2 & , \quad \mathrm{NA}_R(0)<\mathrm{NA}_E(0) \\ 0 & , \quad \mathrm{NA}_R(0)\geqslant \mathrm{NA}_E(0)\end{cases} \tag{5.36}$$

最后，如果半径与轴上数值孔径相同，而两根相互连接的光纤纤芯折射率剖面有差异，则耦合损耗为：

$$L_F(\alpha)=\begin{cases}-10\log\dfrac{\alpha_R(\alpha_E+2)}{\alpha_E(\alpha_R+2)} & ,\quad \alpha_R<\alpha_E\\ 0 & ,\quad \alpha_R\geqslant\alpha_E\end{cases} \tag{5.37}$$

如果 $\alpha_R<\alpha_E$，则会出现接收光纤所支持的模式数目小于发射光纤的模式数目的结果。如果 $\alpha_R>\alpha_E$，则发射光纤中所有的模式都能被接收光纤所捕获。(5.35)式和(5.37)式的推导作为练习留给读者（见习题5.13至习题5.15）。

5.3.3 光纤端面制备

在两根光纤相互连接或熔接之前，必须要采取的第一个步骤就是适当地制备光纤端面。为了不在连接处产生光线的轻微偏斜和散射，光纤的端面必须是一个垂直于光纤轴的平面，并且十分平滑。一些广泛使用的端面制备技术包括切割、打磨、抛光以及控制折断等。

常规的打磨与抛光技术就能产生垂直于光纤轴的非常光滑的表面。然而，这种方法是非常耗时的，并且要求有大量娴熟的操作工。虽然这种技术能在可控环境里（如工厂或实验室）实施，但在野外的环境下，这些方法却不能采用。在研磨与抛光技术工序中，连续精细摩擦常用来抛光光纤的端面。光纤端面经连续面精细的磨光，直到以前摩擦材料所造成的擦痕已由现在摩擦的精细擦痕完全代替，而所使用的摩擦次数取决于希望的抛光程度。

受控折断技术是基于刻痕和断裂的方法以分开光纤。在这项操作中，首先在准备截断的光纤上划一道痕，从而在光纤表面制造一个应力集中点。当两边的张力同时施加时，光纤将弯曲成一条曲线形状，如图5.15所示，这将在光纤的横截面上产生一个应力分布。最大的应力产生于划痕点，于是裂缝开始穿过光纤进行传播，导致光纤折断。

采用这种方法可以得到高光滑性和垂直于光纤轴的端面，在受控折断技术中使用的各种各样的工具已经开发出来，这些工具既可用于野外环境和也可用于工厂环境。然而，受控折断方法要求对光纤弯曲度的仔细控制并应用一定量的张力，如果沿裂缝的应力分布控制不当，则沿光纤传播的裂缝能分叉为几个小裂缝。这些分叉将产生缺陷，例如唇状或部分锯齿状光纤端面，如图5.16所示。EIA 光纤测试程序（FOTP）57 和 179 定义了这些端面缺陷和其他一些常见的端面缺陷形状[40,41]：

唇形缺陷（lip）：这是一个从断裂的光纤边缘产生的一个尖锐的突出。它会阻止互相连接的光纤纤芯的紧密接触。过度的唇形缺陷将导致光纤的损坏；

剥皮缺陷（rolloff）：光纤边缘的剥皮缺陷是与唇形缺陷相反的情况，这也是一种明显的缺陷，将导致较大的插入损耗或连接损耗；

缺损（chip）：所谓缺损是指位于被切割光纤端面的一个局部裂纹或损伤；

锯齿（hackle）：如图5.16所示，这是光纤头端面上严重的不规则缺陷；

模糊（mist）：这是一种类似锯齿的缺陷，但没有那么严重；

螺旋或阶梯（spiral or step）：这是指光纤端面的表面几何形状发生的意外变化；

粉碎（shattering）：这是一种不受控制的断裂的结果，它导致不确定的裂口或非常规的表面特性。

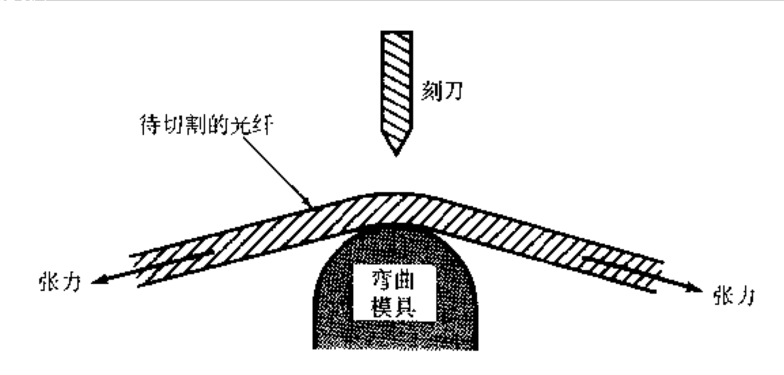


图5.15　光纤端面制备的受控折断过程

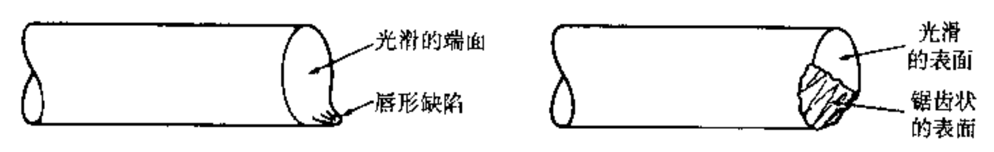


图5.16　光纤端面断裂缺陷的两个例子

5.4　LED与单模光纤的耦合

在光纤应用的早期，发光二极管仅应用在多模光纤系统中。然而，大约在1985年，研究人员发现，边发光的发光二极管能将足够的光功率耦合进单模光纤中，并以高达560 Mb/s的速率将数据传输几公里[42-49]。我们之所以对此感兴趣，是由于发光二极管的成本低以及稳定性好于半导体激光器。边发光的LED在这些场合得到了应用，因为它在垂直于结平面的方向上有类似于激光器的输出方向图。

因为光纤的单模特性，所以LED与单模光纤间耦合的精确计算必须使用电磁理论公式而不是几何光学公式。然而，利用电磁理论对从一个边发光LED到一根单模光纤的耦合问题进行的分析也可以使用几何光学观点进行解释，包括定义单模光纤的数值孔径。几何光学分析的结果与实验测量相一致，而且与更精确的理论结果吻合得非常好[46-49]。

这里，我们使用Reith与Shumate[46]的分析来考虑以下两种情况：(1)LED直接耦合进单模光纤中；(2)从一根连在LED上的多模尾纤耦合进单模光纤中。通常，边发光的LED在平行于和垂直于结平面的方向上存在着高斯近场输出，其$1/e^2$全宽分别约为0.9和22 μm。远场方向图在垂直方向上十分接近于$\cos^7\theta$，而在平行方向上则近似按$\cos\theta$变化（朗伯光源）。

对于一个具有圆形非对称辐射强度$B(A_S, \Omega_S)$的光源，(5.3)式通常不能分成来自平行和垂直两个方向的作用。然而，通过近似计算出(5.3)式中各个分量的单独作用，就好像每个分量都具有圆对称分布一样，然后再求其几何平均值，可以计算出总的耦合效率。定义x为平行方向，y为垂直方向，τ_x、τ_y分别为x、y方向上的功率传输因子（方向耦合效率），于是我们能从下面的关系式计算出LED到光纤的最大耦合效率η：

$$\eta = \frac{P_{in}}{P_s} = \tau_x \tau_y \tag{5.38}$$

等式中，P_{in}是耦合进光纤的光功率，P_s是光源的总输出功率。

使用小角度近似，我们首先在光纤的有效立体接收角上积分，得到πNA^2_{SM}，这里由几何光学

定义的光纤数值孔径NA_{SM}=0.11。假定光源的输出为高斯分布，然后将LED与纤芯半径为a的单模光纤对接耦合，那么在y方向上的耦合效率则为：

$$\tau_y = \left(\frac{P_{\text{in};y}}{P_s}\right)^{1/2} = \left[\frac{\int_0^{2\pi}\int_0^a B_0 e^{-2r^2/\omega_y^2} r\,dr\,d\theta_s \pi \mathrm{NA}_{\mathrm{SM}}^2}{\int_0^{2\pi}\int_0^\infty B_0 e^{-2r^2/\omega_y^2} y\,dy\,d\theta_s \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2} \cos^7\theta \sin\theta\, d\theta\, d\phi}\right]^{1/2} \tag{5.39}$$

等式中，$P_{\text{in},y}$是从y方向的光源输出耦合进光纤的光功率，它有一个$1/e^2$的LED强度半径ω_y，对于τ_x，可以得到一个类似的积分。令a=4.5、ω_x=10.8 μm，ω_y = 0.47 μm，Reith和Shumate计算出τ_x= −12.2 dB和τ_y = −6.6 dB，由此可以得到总的耦合效率η=−18.8 dB。作为一个例子，如果一个LED发射功率为200 μW（−7 dBm），那么其中仅有2.6 μW（−25.8 dBm）耦合进单模光纤。

当一根1～2 m多模光纤尾纤连接到边发光LED时，多模光纤的近场剖面与LED有同样的不对称性。在这种情况下，我们可以假设多模光纤的输出是简单的高斯分布，且沿x、y方向上分别有不同的波束宽度。采用类似的耦合分析，假设有效波束宽度ω_x=19.6 μm、ω_y = 10.00 μm，则方向耦合效率τ_x=−7.8 dB、τ_y = −5.2 dB，总的耦合效率η=−13.00 dB。

5.5 光纤连接

光纤连接是一个实现两根光纤之间的永久或半永久连接，它的典型应用在于建立一个很长的光链路，或者用在不需要经常连接和断开光纤的情况中。为了实施和计算这样的连接，必须考虑的因素有两根光纤的几何差异、光纤在接点时的对准误差和接头的机械强度。本节首先介绍常用的连接方法，然后考查单模光纤连接中引起损耗的因素。

5.5.1 连接方法

光纤连接方法包括光纤熔接法[50-53]、V型槽机械连接[54-57]和弹性管连接[58-59]。第一种方法可产生永久性的连接，而后两种连接方法在需要时可以将已连接的光纤拆开。

光纤熔接是通过加热的方法使已制备好的光纤端面连接在一起，如图5.17所示。这种方法的第一个步骤是将光纤端面对齐，并且对接在一起，该过程是在一个槽状光纤固定器里带有微型控制器的显微镜之下完成的。然后在两根光纤的连接处使用电弧或激光脉冲加热，光纤头尾端被熔化，进而连接在一起。这种技术产生非常小的连接损耗（典型的平均值小于0.06 dB）。然而，在采用这种连接方法时必须注意到，由于用手接触时产生的光纤表面损伤、加热时引起的表面损伤加深、光纤连接处附近的残余应力都会在光纤介质熔化时导致化学成分的变化，从而产生不牢固的连接[60,61]。

在V型槽机械连接方法中，首先要将预备好的光纤端面紧靠在一起，如图5.18所示。然后将两根光纤使用粘合剂连接在一起或先用盖片将两根光纤固定。V型通道既可以是槽状石英、塑料、陶瓷，也可以是在金属基片作成槽状。这种方法的连接损耗在很大程度上取决于光纤的尺寸（外尺寸和纤芯直径）变化和偏心度（纤芯相对于光纤中心的位置）。

图5.19所示为弹性管连接装置的剖面图，这是一种可以自动进行横向、纵向、角度对准的独特器件。使用它连接多模光纤可以得到和商用熔接机同一大小范围的连接损耗，但是所需要的设备

和技巧却要少得多。这种连接器件基本上就是一根用弹性材料做成的管子。管子中心孔的尺寸稍小于待连接的光纤，在孔的两端做成圆锥形以便于光纤插入。当插入光纤时，光纤使孔膨胀，于是塑料材料对光纤施加均匀的力。这种对称特征让两根待连接光纤的轴自动准确地对齐。尺寸范围较宽的光纤都能够插入弹性管中。由于每一根光纤在插入到弹性管中时，其位置各自与弹性管管轴相关，因此两根待连接的光纤在尺寸上并不一定要相等。

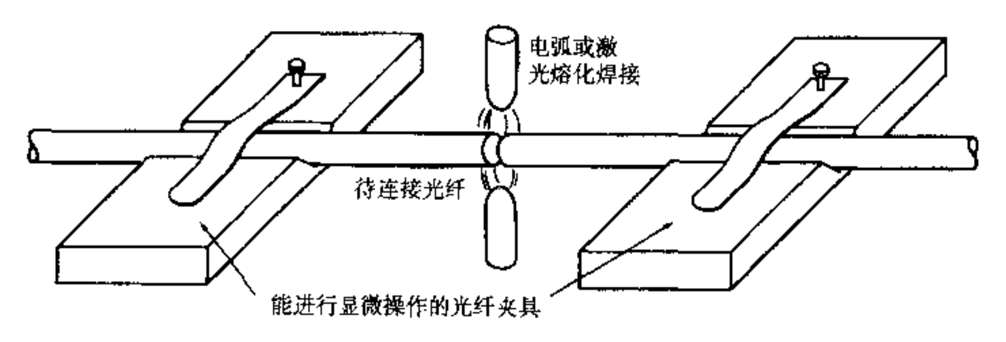


图5.17　光纤的熔接

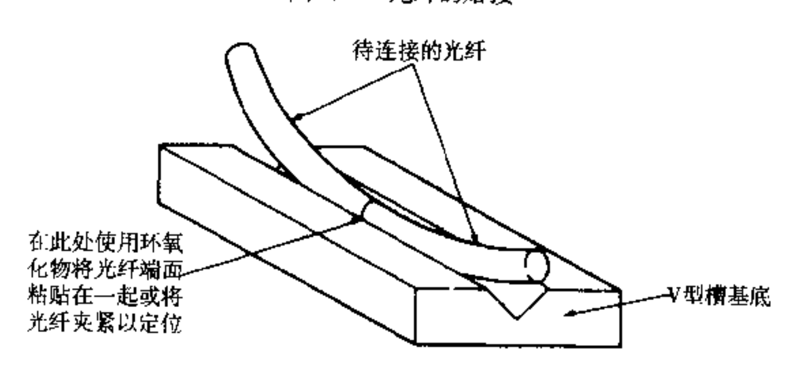


图5.18　V型槽光纤连接技术

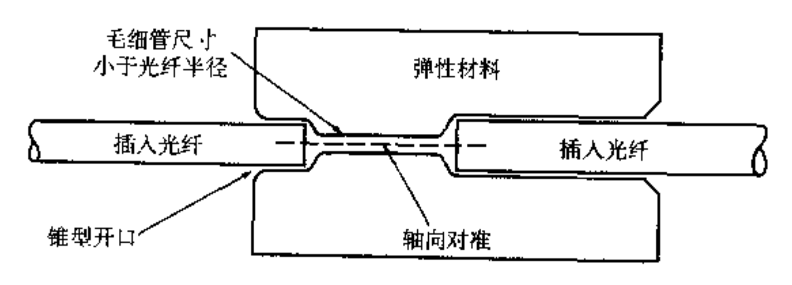


图5.19　弹性管连接器的示意图

5.5.2　单模光纤的连接

和多模光纤一样，在单模光纤连接过程中，最严重的问题是光纤对准误差导致的横向偏移损耗。这一损耗取决于光纤中传播模式的形状。对于形状为高斯分布的光束，在相同光纤间的横向损耗可以表示为[62]：

$$L_{\mathrm{SM;lat}} = -10\log\left\{\exp\left[-\left(\frac{d}{W}\right)^2\right]\right\} \tag{5.40}$$

等式中，口面尺寸 W 是（2.74）式所定义的模场半径，d 是图5.9所示的横向偏移。由于口面尺寸

在单模光纤中只有几个微米，所以低损耗的耦合要求在轴向尺寸上有极高的机械精度。

例 5.5 一根单模光纤，其归一化频率 V=2.40，纤芯折射率 n_1=1.47，包层的折射率 n_2=1.465，纤芯尺寸 $2a$=9 μm。现在让我们计算一下当横向偏移为 1 μm 时，光纤连接时的插入损耗。

首先，利用习题 2.24 所给出的模场半径的表达式，可以得出：

$$W_0 = a(0.65 + 1.619V^{-3/2} + 2.879V^{-6})$$
$$= 4.5[0.65 + 1.619(2.40)^{-3/2} + 2.879(2.40)^{-6}] = 4.95\ \mu\text{m}$$

然后再利用（5.40）式，可以得出：

$$L_{\text{SM;lat}} = -10\log\{\exp[-(1/4.95)^2]\} = 0.18\ \text{dB}$$

对于单模光纤间的角度对准误差，它所引起的损耗与波长 λ 有关，其函数关系为[62]：

$$L_{\text{SM,ang}} = -10\log\left\{\exp\left[-\left(\frac{\pi n_2 W\theta}{\lambda}\right)^2\right]\right\} \tag{5.41}$$

其中，n_2 是包层的折射率，θ 是示于图 5.9 中的用弧度表示的角度对准误差，W 是模场半径。

例 5.6 对于例 5.5 中的单模光纤，当波长为 1300 nm 时，让我们计算一下在连接过程中有 1° 的角度对准误差时的损耗。从（5.41）式可以得出：

$$L_{\text{SM;ang}} = -10\log\left\{\exp\left[-\left(\frac{\pi(1.465)(4.95)(0.0175)}{1.3}\right)^2\right]\right\} = 0.41\ \text{dB}$$

当光纤间存在纵向缝隙 s 时，假设缝隙间介质的折射率为 n_3，并且令 $G=s/kW^2$。在对同样的单模光纤进行连接时，缝隙引起的损耗为：

$$l_{\text{SM;gap}} = -10\log\frac{64n_1^2n_3^2}{(n_1+n_3)^4(G^2+4)} \tag{5.42}$$

在后面的（5.43）式中可以看到不同的单模光纤连接时更为通用的等式。

5.6 光纤连接器

针对不同的用途，现在已经开发了种类繁多的光纤连接器。它们的应用范围从用于良好环境中的简单单通道光纤对光纤（fiber to fiber）连接器，到恶劣的军事应用环境下的多通道连接器。一个好的光纤连接器设计的主要需求是：

1. **低耦合损耗**。连接器的装配必须保持严格的对准公差，以保证很低的匹配损耗，在工作期间或经过多次连接和拆卸后，其低损耗特性不能发生较大的改变；
2. **互换性**。制造商提供的同一类型的连接器必须能进行互换；
3. **易于装配**。一个工人在不同于光纤连接器工厂的野外环境下能够很容易地安装光纤连接器，

工人的装配技巧对连接损耗没有什么明显影响；

4. **低环境敏感性**。温度变化、粉尘和潮湿的环境对连接损耗仅有微小的影响；

5. **低成本和可靠的结构**。连接器应有足够的精度，以适应不同的应用场合，而它的价格不能是光纤系统的主要因素；

6. **易于连接**。一般情况下，一个工人应可以手工安装和拆卸连接器。

5.6.1 连接器的类型

光纤连接器采用螺丝卡口、卡销固定、推拉式三种结构[55,63-74]。这三种结构都包括单通道连接器和既可应用于光缆对光缆、也可用于光缆对线路卡连接的多通道器。在这些连接器中利用的基本耦合机理既可以是对接类型也可以是扩展光束类型。

对接类型的连接器采用金属、陶瓷或模制塑料的套圈，这些套圈可以很好地适配每根光纤和精密套管。将光纤涂上环氧树脂后插入套圈内的精密孔中。套圈连接器对机械结构的要求包括保持小孔直径尺寸以及小孔相对于套圈外表面的位置。

图 5.20 给出了用于单模光纤和多模光纤系统中的两种常用对接类型的对准设计，它们分别采用直套筒和锥形（双锥形）套筒结构。在直套筒连接器中，套圈中的套管和引导环的长度决定了光纤的端面间距。而双锥形的连接器使用了锥形套筒以便接纳和引导锥形套管。类似地，筒中的套管和引导环的长度同样也使光纤的端面保持给定的间距。

扩展光束类型的连接器在光纤的端面之间加进透镜，如图 5.21 所示。这些透镜既可以准直从传输光纤出射的光，也可以将扩展光束聚焦到接收光纤的纤芯处，光纤到透镜的距离等于透镜的焦距。这种结构的优点是由于准直了光束，因此在连接器的光纤端面间就可以保持一定的距离，这样连接器的精度将较少地受横向对准误差的影响。另外，一些光处理元件，诸如分束器和光开关等，也能很容易地插入到光纤端面间的扩展光束中。

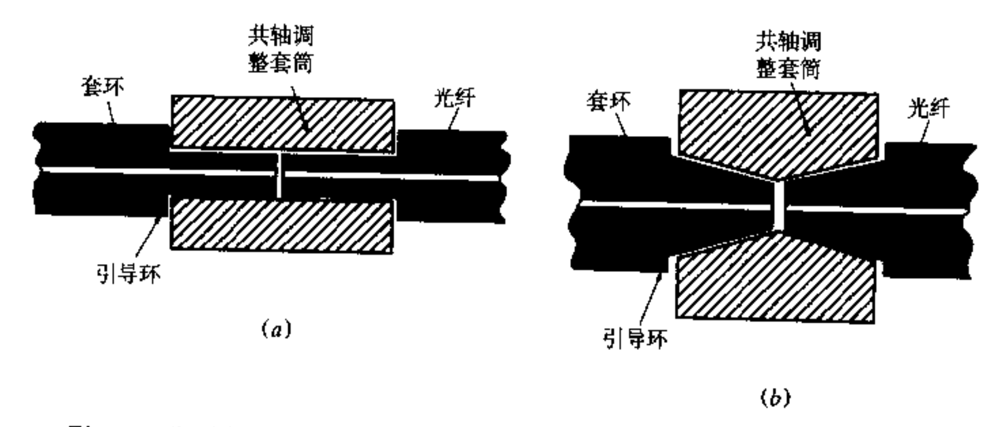


图 5.20　常用光纤连接器的两种对准方案示意图：(a) 直套筒结构；(b) 锥形套筒

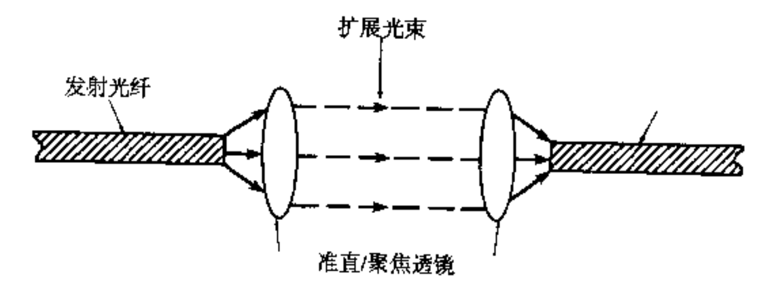


图 5.21　扩展光束光纤连接器的示意图

5.6.2 单模光纤连接器

因为单模光纤链路的广泛应用，同时由于这些系统对光纤连接器提出了更高的对准精度要求，所以本节讲述单模光纤连接器的耦合损耗计算。基于单模光纤模场的高斯光束模型，Nemota 和 Makimoto[75] 导出了单模光纤的耦合损耗计算公式（用分贝表示），其中考虑了两根单模光纤有不同的模场直径（这是一个固有的因素），同时还有横向、纵向角度偏差再加上反射（这些都是外在因素）等因素，即：

$$L_{\text{SM;ff}} = -10\log\left[\frac{16n_1^2n_3^2}{(n_1+n_3)^4}\frac{4\sigma}{q}\exp\left(-\frac{\rho u}{q}\right)\right] \tag{5.43}$$

其中，$\rho = (kW_1)^2$

$q = G^2 + (\sigma+1)^2$

$\mu = (\sigma+1)F^2 + 2\sigma FG\sin\theta + \sigma(G^2+\sigma+1)\sin^2\theta$

$F = \dfrac{d}{kW_1^2}$

$G = \dfrac{s}{kW_1^2}$

$\sigma = (W_2/W_1)^2$

$k = 2\pi n_3/\lambda$

n_1 = 光纤纤芯的折射率

n_3 = 光纤端面间介质的折射率

λ = 光源的波长

d = 横向偏移

s = 纵向偏移

θ = 角度对准误差

W_1 = $1/e$ 发送光纤的模场半径

W_2 = $1/e$ 接收光纤的模场半径

这个一般性的公式给出的结果和实验研究结果吻合得相当好[64]。

5.6.3 连接器回波损耗

光链路的连接点可以分为四种节点类型，这些类型既包括端面垂直于光纤轴的，也包括有一定角度的光纤端面；同时还有光纤间的直接物理接触，或者端面使用折射率匹配介质。每一种方法都有其最适合的基本应用。无折射率匹配介质的直接物理接触型连接器，传统上常应用在经常性的重复连接中，例如在室内或是在位置固定的基站里。折射率匹配型连接器的标准用途是野外的光缆铺设，这种情况下重复连接不是经常性的，但是要求有较小的损耗。

这一节将对光纤端面间的直接物理接触方式和折射率匹配介质接触方式给出比较详细的介绍，并简要地讨论成角度的接触面。在每一种情况下，连接器都要求高回波损耗（低的反射电平）和低的插入损耗（高的光信号透射电平）。这种低反射电平是必须的，因为光的反射提供了一种不希望出现的反馈源进入到激光器的振荡腔。这将影响激光器的光频响应、激光器的线宽和内部噪声，这些效应都将导致系统性能的下降。

图 5.22 所示为一个采用折射率匹配介质接触方式的光纤连接器模型，该连接器具有垂直的端面。在该图和以下的分析中，没有考虑偏移和角度对准误差的影响。连接器模型显示光纤端面有一厚度为 h 薄表面层，它的折射率 n_2 相对于光纤纤芯的折射率较高，这是光纤端面抛光所导致的。纤芯折射率为 n_0，两个端面之间的间距为 d，其间充满了折射率为 n_1 的匹配介质。折射率匹配介质区域以分贝为单位的回波损耗 RL_{IM}，可以使用下式表示[76]：

$$RL_{IM} = -10\log\left\{2R\left[1-\cos\left(\frac{4\pi n_1 d}{\lambda}\right)\right]\right\} \tag{5.44}$$

等式中：

$$R = \frac{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos\delta}{1 + r_1^2 r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos\delta} \tag{5.45}$$

这是单层材料涂层端面的反射率，并且有：

$$r_1 = \frac{n_0 - n_2}{n_0 + n_2} \quad 和 \quad r_2 = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \tag{5.46}$$

以上两式分别是从高折射率涂层到光纤纤芯的反射系数和从光纤纤芯到高折射率涂层的反射系数。参数 $\delta = (4\pi/\lambda)n_2 h$ 是高折射率涂层产生的相位差。(5.44) 式中的因子 2 是考虑了光纤两个端面的反射。玻璃表面层折射率 n_2 的取值范围从 1.46 到 1.60，而其厚度 h 的变化范围则从 0 到 0.15 μm。

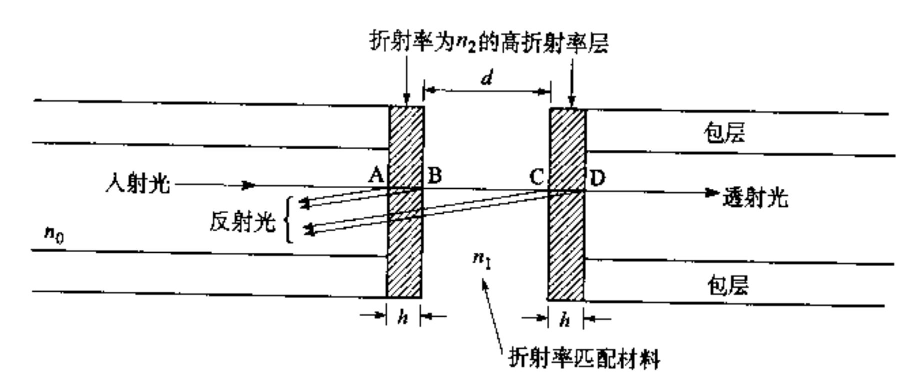


图 5.22　垂直光纤端面的折射率匹配连接方式

当垂直端面直接接触时，使用分贝表示的回波损耗 RL_{PC} 由下式表示：

$$RL_{PC} = -10\log\left\{2R_2\left[1-\cos\left(\frac{4\pi n_2}{\lambda}2h\right)\right]\right\} \tag{5.47}$$

等式中：

$$R_2 = \left(\frac{n_0 - n_2}{n_0 + n_2}\right)^2 \tag{5.48}$$

等式中，R_2 是光纤纤芯和高折射率表面层之间由于折射率的不连续导致的反射比。在这种情况中，

给定波长上的回波损耗取决于折射率 n_2 和表面层厚度 h 的值。

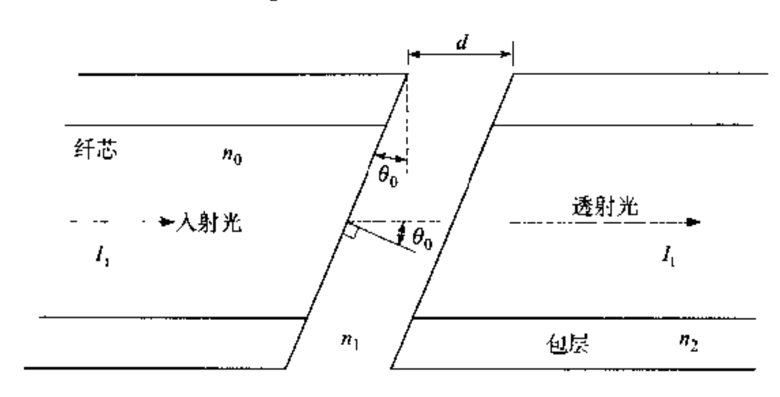


图 5.23　光纤端面之间有间隙为 d 的角度端面连接

成一定角度端面的连接用在要求超低反射的情况下。图5.23给出了一个端面间有微小间距d的连接截面视图。光纤的纤芯折射率为n_0，间隙中材料的折射率为n_1，光纤端面与光纤轴线垂直的平面间有一θ_0夹角，这个角度的典型值为8°。如果I_i和I_t分别是入射和出射光功率密度，则通过此连接器的传输系数T为：

$$T=\frac{I_t}{I_i}=\frac{(1-R)^2}{(1-R)^2+4R\sin^2(\beta/2)} \tag{5.49}$$

等式中：

$$\frac{\sin\theta_0}{\sin\theta}=\frac{n}{n_0},\qquad \beta=\frac{4\pi n_1 d\cos\theta}{\lambda},\qquad 且\qquad R=\left(\frac{n_0-n_1}{n_0+n_1}\right)^2$$

这种端面角度为8° 的连接器的插入损耗将在0 dB（无间隙时）到0.6 dB（空气间隙宽度d=1.0 μm）间变化。当折射率匹配材料的n_0=n_1时，则R=0、T=1。当$n_0\neq n_1$时，传输效率（或者连接器损耗）作为工作波长和端面角度的函数，并呈振荡特性。

习题

5.1　模仿图5.2，使用计算机绘出并比较一个朗伯光源的辐射方向图和一个由$B(\theta)=B_0\cos^3\theta$给出的辐射方向图。假定两个光源有相同的峰值辐射强度B_0，并且两种辐射方向图都已归一化。

5.2　考虑一个光源，其辐射方向图由$B(\theta)=B_0\cos^m\theta$给出，使用计算机绘出$B(\theta)$作为$m$的函数曲线，$m$的范围从$1\leqslant m\leqslant 20$，视角为10°、20°、45°，假设所有光源都有同样的峰值辐射强度B_0。

5.3　一个半导体激光器分别有水平（ϕ=0°）和横向（ϕ=90°）的半功率波束宽度2θ=60° 和30°，这个器件的横向和水平功率分布系数是多少？

5.4　圆形发射区域半径为20 μm的LED有一个朗伯辐射方向图，在100 mA驱动电流下有100 W/cm²·sr轴向辐射强度。试求有多少光功率耦合进纤芯直径为100 μm、NA=0.22的梯度折射率光纤中？并求有多少光功率从这一个光源耦合到纤芯直径为50 μm、α=2.0、n_1=1.48，且Δ =0.01的渐变折射率光纤中？

5.5　一个折射率为3.6的GaAs光源，与一纤芯折射率为1.465的梯度折射率光纤紧紧地耦合在一起，如果光源尺寸小于纤芯尺寸，且光纤与光源之间的微小间隙充满了凝胶（折射率为1.305），那么从光源到光纤的以分贝为单位的功率损耗是多少？

5.6　利用（5.3）式推导出从一个LED进入梯度折射率光纤的功率耦合表达式，此光源的辐射强度分布为：

$$B(\theta) = B_0 \cos^m \theta$$

5.7　在同一张图中，标出作为光源半径 r_s 的函数的最大耦合效率，与之耦合的光纤参数分别为：

(a) 纤芯半径为25 μm，NA=0.16；

(b) 纤芯半径为50 μm，NA=0.20；

令 r_s 的变化范围从0到50 μm。请问在哪一个区域，利用透镜能提高耦合效率？

5.8　将两根纤芯折射率为1.485的光纤的端面完全对准，但在两根光纤之间存在着较小的间隙，如果这个间隙充满了折射率为1.305的凝胶，请计算在这个连接点交界面处反射的光功率（用dB表示）。如果这个间隙非常小，其中没有折射率匹配材料，那么通过该连接点的功率损耗（用dB表示）是多少？空气的折射率为 n=1.0。

5.9　证明（5.22）式给出了如图5.10所示的两根轴向失配的梯度折射率光纤的公共纤芯区域，如果 d=0.1a，其耦合效率是多少？

5.10　考虑表P5.10中所列属性的三根光纤，对于指定的轴向对准误差，利用（5.23）式完成这个关于连接器损耗的表格。

表 P5.10

光纤尺寸 纤芯直径（μm）/ 包层直径（μm）	对于给定轴向对准误差（μm）的耦合损耗（dB）			
	1	3	5	10
50/125			0.590	
62.5/125				
100/140				

5.11　证明当轴向对准误差 d 小于纤芯直径 a 时，（5.30）式可以近似为（5.31）式；根据 P_T/P 作为 d/a 的一个函数，在 $0 \le d/a \le 0.4$ 范围内比较（5.30）式和（5.31）式。

5.12　考虑一根光纤，其纤芯折射率为 n_1=1.48，数值孔径为NA=0.20。使用（5.32）式、（5.33）式和（5.34）式，分别在以下范围内计算三种机械对准误差条件下用分贝表示的连接损耗，并画出相应的曲线。

(a) $0 \le d/a \le 1.0$；

(b) $0 \le s/a \le 3.0$；

(c) $0 \le \theta \le 10°$。

5.13　利用（5.19）式和（5.20）式，证明（5.35）式给出了两根纤芯半径不相同的光纤之间的耦合损耗。在 $0.5 \le a_R/a_E \le 1.0$ 范围内作为 a_R/a_E 的函数，计算用分贝表示的耦合损耗，并画出相应的曲线。

5.14　利用（5.19）式和（5.20）式，证明（5.36）式给出的两根轴上数值孔径不同的光纤之间的耦合损耗。在 $0.5 \le \mathrm{NA}_R(0)/\mathrm{NA}_E(0) \le 1.0$ 范围内作为 $\mathrm{NA}_R(0)/\mathrm{NA}_E(0)$ 的一个函数，计算

用分贝表示的耦合损耗，并画出相应的曲线。

5.15 证明（5.37）式给出了两根不同纤芯折射率剖面的光纤之间的耦合损耗。在 $0.75 \le \alpha_R/\alpha_E \le 1.0$ 范围内作为 α_R/α_E 的一个函数，计算用分贝表示的耦合损耗，并画出相应的曲线，取 $\alpha_E=2.0$。

5.16 考虑两根具有表 P5.16 所列特性的多模渐变折射率光纤，如果这两根光纤理想对准而没有缝隙，计算在下列情况下的连接损耗和耦合系数：

表 P5.16

参数	光纤 1	光纤 2
纤芯折射率	1.46	1.48
折射率差 Δ	0.010	0.015
纤芯半径 a	50 μm	62.5 μm
剖面因子 α	2.00	1.80

(a) 光从光纤 1 到光纤 2；

(b) 光从光纤 2 到光纤 1。

5.17 考虑两根相同的单模光纤，其纤芯折射率为 $n_1=1.48$，且在 1300 nm 波长上模场半径 $W=5\ \mu m$，假设光纤端面之间的材料是折射率为 1.0 的空气。利用（5.43）式，计算以下情况下用分贝表示的耦合损耗，并画出相应的曲线（在每种情况下，仅变化一个对准参数，保持其他两种机械对准误差为 0）：

(a)横向偏移在 $0 \le d \le 4\ \mu m$ 范围内；

(b)纵向偏移在 $0 \le s \le 40\ \mu m$ 范围内；

(c)角度对准误差在 $0 \le \theta \le 2°$ 范围内。

5.18 假定一个单模光纤连接器没有外在因素引起的损耗，证明在模场直径有 10% 的失配时产生 0.05 dB 的损耗。

5.19 考虑两根光纤，它们有相同的纤芯折射率 $n_0=1.463$，假定两根光纤由 $d=0.22\ \mu m$ 的间隙分开，间隙充满了折射率为 $n_1=1.467$ 的材料。使用（5.44）式，当折射率 n_2 分别为 1.467、1.500 和 1.600 时，在 $0 \le h \le 0.15\ \mu m$ 范围内作为高折射率层厚度 h 的函数，计算回波损耗，并画出相应的曲线。

5.20 考虑一个光纤连接器，其光纤存在着角度端面，纤芯折射率 $n_0=1.470$，如图 5.23 所示。假定光纤之间的间隙 $d=1\ \mu m$ 和端面角度 $\theta=8°$，当光纤之间的间隙充满折射率匹配材料（$n_1=1.470$）时，该连接器没有损耗。利用下面的关系式：

$$L(\lambda)=10\log\left[\frac{T(\lambda,n_1=1.470,\theta=8°)}{T(\lambda,n_1=1.00,\theta=8°)}\right]$$

在有空气间隙（空气 $n_1=1.0$）的条件下，在 $700\ nm \le \lambda \le 1800\ nm$ 范围内作为波长的函数，计算用分贝表示的输出损耗，并画出相应的曲线。

参考文献

1. (*a*) Y. Uematsu, T. Ozeki, and Y. Unno, "Efficient power coupling between an MH LED and a taper-ended multimode fiber," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 15, pp. 86–92, Feb. 1979.
   (*b*) H. Kuwahara, M. Sasaki, and N. Tokoyo, "Efficient coupling from semiconductor lasers into single-mode fibers with tapered hemispherical ends," *Appl. Opt.*, vol. 19, pp. 2578–2583, Aug. 1980.
2. S.-C. Wang and M. A. Ingram, "A novel Fourier technique for calculating fiber-to-LED coupling efficiency with lateral and longitudinal misalignments," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 2407–2413, Oct. 1996.
3. D. Marcuse, "Excitation of parabolic-index fibers with incoherent sources," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 54, pp. 1507–1530, Nov. 1975; "LED fundamentals: Comparison of front and edge-emitting diodes," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 13, pp. 819–827, Oct. 1977.
4. A. Yariv, *Quantum Electronics*, Wiley, New York, 3rd ed., 1988.
5. TIA/EIA-455-54B, *Mode Scrambler Requirements for Overfilled Launching Conditions to Multimode Fibers*, Aug. 1998.
6. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon, Oxford, 6th ed., 1980.
7. J. G. Ackenhusen, "Microlenses to improve LED-to-fiber coupling and alignment tolerance," *Appl. Opt.*, vol. 18, pp. 3694–3699, Sept. 1979.
8. A. Nicia, "Lens coupling in fiber-optic devices: Efficiency limits," *Appl. Opt.*, vol. 20, pp. 3136–3145, Sept. 1981.
9. L. A. Wang and C. D. Su, "Tolerance analysis of aligning an astigmatic laser diode with a single-mode fiber," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 2757–2762, Dec. 1996.
10. C. A. Edwards, H. M. Presby, and C. Dragone, "Ideal microlenses for laser to fiber coupling," *J. Lightwave Tech.*, vol. 11, pp. 252–257, Feb. 1993.
11. K. Shiraishi, N. Oyama, K. Matsumura, I. Ohishi, and S. Suga, "A fiber lens with a long working distance for integrated coupling between laser diodes and single-mode fibers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 13, pp. 1736–1744, Aug. 1995.
12. Z. L. Liau, D. Z. Tsang, and J. N. Walpole, "Simple compact diode-laser/microlens packaging," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 33, pp. 457–461, Mar. 1997.
13. See any general physics or introductory optics book; for example:
    (*a*) F. A. Jenkins and H. E. White, *Fundamentals of Optics*, McGraw-Hill, New York, 4th ed., 1976.
    (*b*) E. Hecht and A. Zajac, *Optics*, Addison-Wesley, Reading MA, 2nd ed., 1987.
    (*c*) R. Ditteon, *Modern Geometrical Optics*, Wiley, New York, 1997.
14. M. C. Hudson, "Calculation of the maximum optical coupling efficiency into multimode optical waveguides," *Appl. Opt.*, vol. 13, pp. 1029–1033, May 1974.
15. G. K. Khoe and G. Kuyt, "Realistic efficiency of coupling light from GaAs laser diodes into parabolic-index optical fibers," *Electron. Lett.*, vol. 14, pp. 667–669, Sept. 28, 1978.
16. H. M. Presby, N. Amitay, R. Scotti, and A. F. Benner, "Laser-to-fiber coupling via optical fiber up-tapers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 7, pp. 274–277, Aug. 1989.
17. V. Vusirikala, S. S. Saini., R. E. Bartolo, R. Whaley, S. Agarwala, M. Dagenais, F. G. Johnson, and D. Stone, "High butt-coupling efficiency to single-mode fibers using a 1.55-μm InGaAsP laser integrated with a tapered ridge mode transformer," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 9, pp. 1472–1474, Nov. 1997.
18. I. Moerman, P. P. Van Daele, and P. M. Demeester, "A review of fabrication technologies for the monolithic integration of tapers with III–V semiconductor devices," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 3, pp. 1308–1320, Dec. 1997.
19. A. Safaai-Jazi and V. Suppanitchakij, "A tapered graded-index lens: Analysis of transmission properties and applications in fiber-optic communication systems," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 33, pp. 2159–2166, Dec. 1997.
20. (*a*) K. Matsuda, T. Yoshida, Y. Kobayashi, and T. Chino, "A surface-emitting laser array with

backside guiding holes for passive alignment to parallel optical fibers," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 8, pp. 494–496, Apr. 1996.

(*b*) J. Heinrich, E. Zeeb, and K. J. Ebeling, "Butt-coupling efficiency of VCSELs into multimode fibers," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 9, pp. 1555–1557, Dec. 1997.

21. D. H. Rice and G. E. Keiser, "Short-haul fiber-optic link connector loss," *Int. Wire & Cable Symp. Proc.*, Nov. 13–15, 1984, Reno, NV, pp. 190–192.
22. Y. Daido, E. Miyauchi, and T. Iwama, "Measuring fiber connection loss using steady-state power distribution: A method," *Appl. Opt.*, vol. 20, pp. 451–456, Feb. 1981.
23. M. J. Hackert, "Evolution of power distributions in fiber optic systems: Development of a measurement strategy," *Fiber & Integrated Optics*, vol. 8, pp. 163–167, 1989.
24. P. DiVita and U. Rossi, "Realistic evaluation of coupling loss between different optical fibers," *J. Opt. Commun.*, vol. 1, pp. 26–32, Sept. 1980; "Evaluation of splice losses induced by mismatch in fiber parameters," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 13, pp. 91–94, Jan. 1981.
25. M. J. Adams, D. N. Payne, and F. M. E. Sladen, "Splicing tolerances in graded index fibers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 28, pp. 524–526, May 1976.
26. D. Gloge, "Offset and tilt loss in optical fiber splices," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 55, pp. 905–916, Sept. 1976.
27. T. C. Chu and A. R. McCormick, "Measurement of loss due to offset, end separation and angular misalignment in graded index fibers excited by an incoherent source," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 57, pp. 595–602, Mar. 1978.
28. P. DiVita and U. Rossi, "Theory of power coupling between multimode optical fibers," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 10, pp. 107–117, Jan. 1978.
29. C. M. Miller, "Transmission vs. transverse offset for parabolic-profile fiber splices with unequal core diameters," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 55, pp. 917–927, Sept. 1976.
30. D. Gloge and E. A. J. Marcatili, "Multimode theory of graded-core fibers," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 52, pp. 1563–1578, Nov. 1973.
31. H. G. Unger, *Planar Optical Waveguides and Fibres*, Clarendon, Oxford, 1977.
32. F. L. Thiel and R. M. Hawk, "Optical waveguide cable connection," *Appl. Opt.*, vol. 15, pp. 2785–2791, Nov. 1976.
33. F. L. Thiel and D. H. Davis, "Contributions of optical-waveguide manufacturing variations to joint loss," *Electron. Lett.*, vol. 12, pp. 340–341, June 1976.
34. S. C. Mettler, "A general characterization of splice loss for multimode optical fibers," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 58, pp. 2163–2182, Dec. 1979.
35. D. J. Bond and P. Hensel, "The effects on joint losses of tolerances in some geometrical parameters of optical fibres," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 13, pp. 11–18, Jan. 1981.
36. S. C. Mettler and C. M. Miller, "Optical fiber splicing," in S. E. Miller and I. P. Kaminow, eds., *Optical Fiber Telecommunications—II*, Academic, New York, 1988.
37. V. C. Y. So, R. P. Hughes, J. B. Lamont, and P. J. Vella, "Splice loss measurement using local launch and detect," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-5, pp. 1663–1666, Dec. 1987.
38. D. W. Peckham and C. R. Lovelace, "Multimode optical fiber splice loss: Relating system and laboratory measurements," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-5, pp. 1630–1636, Dec. 1987.
39. G. Cancellieri and U. Ravaioli, *Measurements of Optical Fibers and Devices*, Artech House, Dedham, MA, 1984.
40. TIA/EIA-455-57B (FOTP-57B), *Preparation and Examination of Optical Fiber Endface for Testing Purposes*, Feb. 1996.
41. TIA/EIA-455-179 (FOTP-179), *Inspection of Cleaved Fiber Endfaces by Interferometry*, May 1988.
42. D. M. Fye, R. Olshansky, J. LaCourse, W. Powazinik, and R. B. Lauer, "Low-current, 1.3-μm edge-emitting LED for single-mode subscriber loop applications," *Electron. Lett.*, vol. 22, pp. 87–88, Jan. 1986.
43. G. K. Chang, H. P. Leblanc, and P. W. Shumate, "Novel high-speed LED transmitter for single-mode fiber and wideband loop transmission systems," *Electron. Lett.*, vol. 23, pp. 1338–1340, Dec. 3, 1987.

44. T. Tsubota, Y. Kashima, H. Takano, and Y. Hirose, "InGaAsP/InP long-wavelength high-efficiency edge-emitting LED for single-mode fiber optic communication," *Fiber Integr. Optics.*, vol. 7, no. 4, pp. 353–360, 1988.
45. D. N. Christodoulides, L. A. Reith, and M. A. Saifi, "Coupling efficiency and sensitivity of an LED to a single-mode fiber," *Electron. Lett.*, vol. 22, pp. 1110–1111, Oct. 1986.
46. L. A. Reith and P. A. Shumate, "Coupling sensitivity of an edge-emitting LED to a single-mode fiber," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-5, pp. 29–34, Jan. 1987.
47. B. Hillerich, "New analysis of LED to a single-mode fiber coupling," *Electron. Lett.*, vol. 22, pp. 1176–1177, Oct. 1986; "Efficiency and alignment tolerances of LED to a single-mode fiber coupling—theory and experiment," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 19, no. 4, pp. 209–222, July 1987.
48. W. van Etten, "Coupling of LED light into a single-mode fiber," *J. Opt. Commun.*, vol. 9, no. 3, pp. 100–101, Sept. 1988.
49. D. N. Christodoulides, L. A. Reith, and M. A. Saifi, "Theory of LED coupling to single-mode fibers," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-5, pp. 1623–1629, Nov. 1987.
50. J. T. Krause, C. R. Kurkjian, and U. C. Paek, "Strength of fusion splices for fiber lightguides," *Electron. Lett.*, vol. 17, pp. 232–233, Mar. 1981.
51. T. Yamada, Y. Ohsato, M. Yoshinuma, T. Tanaka, and K.-I. Itoh, "Arc fusion splicer with profile alignment system for high-strength low-loss optical submarine cable," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-4, pp. 1204–1210, Aug. 1986.
52. M. Fujise, Y. Iwamoto, and S. Takei, "Self core-alignment arc-fusion splicer based on a simple local monitoring method," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-4, pp. 1211–1218, Aug. 1986.
53. G. D. Khoe, J. A. Luijendijk, and L. J. C. Vroomen, "Arc-welded monomode fiber splices made with the aid of local injection and detection of blue light," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-4, pp. 1219–1222, Aug. 1986.
54. E. E. Basch, R. A. Beaudette, and H. A. Carnes, "Optical transmission for interoffice trunks," *IEEE Trans. Commun.*, vol. COM-26, pp. 1007–1014, July 1978.
55. C. M. Miller, S. C. Mettler, and I. A. White, *Optical Fiber Splices and Connectors*, Marcel Dekker, New York, 1986.
56. D. B. Keck, A. J. Morrow, D. A. Nolan, and D. A. Thompson, "Passive components in the subscriber loop," *J. Lightwave Tech.*, vol. 7, pp. 1623–1633, Nov. 1989.
57. R. A. Patterson, "A new low-cost high-performance mechanical optical fiber splicing system for construction and restoration in the subscriber loop," *J. Lightwave Tech.*, vol. 7, pp. 1682–1688, Nov. 1989.
58. P. Melman and W. J. Carlsen, "Elastic-tube splice performance with single-mode and multimode fibers," *Electron. Lett.*, vol. 18, no. 8, pp. 320–321, Apr. 1982.
59. D. M. Knecht, W. J. Carlsen, and P. Melman, "Fiber-optic field splice," *Proc. SPIE Intl. Soc. Opt. Eng., Tech. Symp.*, Los Angeles, vol. 326, pp. 57–60, Jan. 25–29, 1982.
60. J. T. Krause, W. A. Reed, and K. L. Walker, "Splice loss of single-mode fiber as related to fusion time, temperature, and index profile alteration," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-4, pp. 837–840, July 1986.
61. E. Serafini, "Statistical approach to the optimization of optical fiber fusion splicing in the field," *J. Lightwave Tech.*, vol. 7, pp. 431–435, Feb. 1989.
62. D. Marcuse, D. Gloge, and E. A. J. Marcatili, "Guiding properties of fibers," in S. E. Miller and A. G. Chynoweth, eds., *Optical Fiber Telecommunications*, Academic New York, 1979.
63. D. Marcuse, "Loss analysis of single-mode splices," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 56, pp. 703–718, May 1977.
64. W. C. Young and D. R. Frey, "Fiber connectors," in S. E. Miller and I. P. Kaminow, eds., *Optical Fiber Telecommunications—II*, Academic, New York, 1988.
65. T. Ormand, "Fiber optic connectors come of age," *EDN*, vol. 35, pp. 89–96, Feb. 15, 1990.
66. K. Fleck, "Fiber-optic interconnect sales reach one billion," *Lightwave*, vol. 12, pp. 31–33, July 1997.

67. P. McGlaughlin, "Quick-connect fiber-optic connectors," *Lightwave*, vol. 12, pp. 86–88, Sept. 1997.
68. S. Iwano, R. Nagase, K. Kanayama, E. Sugita, K. Yasuda, and Y. Ando, "Compact and self-retentive multi-ferrule optical backplane connector," *J. Lightwave Tech.*, vol. 10, pp. 1356–1362, Oct. 1992.
69. T. Shintaku, E. Sugita, and R. Nagase, "Highly stable physical-contact optical fiber connectors with spherical convex ends," *J. Lightwave Tech.*, vol. 11, pp. 241–248, Feb. 1993.
70. M. Takaya, M. Kihara, and S. Nagasawa, "Design and performance of a multifiber backplane type connector," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 8, pp. 655–657, May 1996.
71. M. Takahashi, "Improved design of APC optical connectors with slanted angle of 12° for dispersion shifted optical fiber," *J. Lightwave Tech.*, vol. 16, pp. 567–572, Apr. 1998.
72. Y. Takeuchi, S. Mitachi, and R. Nagase, "High-strength glass-ceramic ferrule for SC-type single-mode optical fiber connector," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 9, pp. 1502–1504, Nov. 1997.
73. M. Ramos, I. Verrier, J. P. Goure, and P. Mottier, "Efficient ball lens coupling between a single-mode optical fiber and a silica microguide," *J. Opt. Commun.*, vol. 16, pp. 179–185, Oct. 1995.
74. G. D. Landry and T. A. Maldonado, "Ray tracing through two ball uniaxial sapphire lens system in a single-mode fiber-to-fiber coupler," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 509–512, Mar. 1996.
75. S. Nemota and T. Makimoto, "Analysis of splice loss in single-mode fibers using a gaussian field approximation," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 11, no. 5, pp. 447–457, Sept. 1979.
76. M. Kihara, S. Nagasawa, and T. Tanifuji, "Return loss characteristics of optical fiber connectors," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 1986–1991, Sept. 1996.
77. M. Kihara, S. Nagasawa, and T. Tanifuji, "Design and performance of an angled physical contact type multifiber connector," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 542–548, Apr. 1996.

第6章 光检测器

在光传输线路的输出端，必须有一个能转换光信号的接收装置，即光接收机。接收机的首要部件就是光检测器。光检测器能检测出入射在其上面的光功率，并把这个光功率的变化转换为相应变化的电流。由于光信号在光纤中传输会带来损耗和失真，所以对光检测器的性能要求很高。其中最重要的几点要求是，在所用光源的波长范围内有较高的响应度或灵敏度、较小的噪声附加于系统、响应速度快或足够的带宽以适应需要的数据速率。另外还要求光检测器对温度变化不敏感、和光纤尺寸匹配、相对于系统其他组成部分价格合理、工作寿命长等。

光检测器主要有如下几种不同的类型：光电倍增管[1-3]、热电检测器[4]、半导体材料的光电导体、光电晶体管、光电二极管[5]。但是，这些光检测器大多数并不能完全满足前面所述的要求。光电倍增管由光电阴极和装在真空管内的倍增器组成，它有很高的增益和很低的噪声，但其尺寸较大且所需的偏置电压较高，所以并不适合于光纤通信系统。热电检测器包含了光能到热能的转换。光子吸收导致检测器材料的温度变化，引起介电常数的变化，介电常数的变化通常通过测量电容的变化而得到。这种检测器的响应在相当宽的光谱范围内都是平坦的，但激励后检测器的冷却速度却限制了其响应速度。热电检测器的主要用途是检测高速激光脉冲，并不十分适合光纤通信系统。

在半导体材料的光检测器中，光电二极管由于尺寸较小、材料合适、灵敏度高、响应速度快，所以在光纤通信系统中得到了广泛的应用。常用的光电二极管有两种类型，即*pin*光电二极管和雪崩光电二极管（APD），参考文献中有对这些光电二极管的详细论述[3,5-10]。在接下来的各节中我们将讨论这两种器件的基本特性。为描述这些器件，将用到本书4.1节所论述的一些关于半导体器件的基本物理原理。光检测过程的基本原理讨论也可以在其他文献中找到[11,12]。

6.1 光电二极管的物理原理

6.1.1 *pin*光电二极管

最普通的光电二极管是*pin*光电二极管，如图6.1所示，它的*p*型材料区和*n*型材料区由轻微掺杂*n*型材料的本征（*i*）区隔开。正常工作时，器件上加上足够大的反向偏置电压，本征区的载流子就会完全耗尽，也就是本征区固有的*n*和*p*载流子的浓度非常小，和掺杂载流子相比可以忽略。

当一个入射光子能量大于或等于半导体的带隙能量时，将激励价带上的一个电子吸收光子的能量而跃迁到导带上，这个过程产生自由的电子-空穴对，由于它们是因光而产生的电载流子，所以就称其为光生载流子，如图6.2所示。通常光电二极管的设计使得大部分的入射光在耗尽区（耗尽的本征区）吸收，因此大部分的载流子也在此区域产生。耗尽区的高电场使得电子-空穴对立即分开并在反向偏置的结区中向两端流动，然后在边界处被收集，从而在外电路中形成电流。每个载流子对分别对应着一个流动的电子，这种电流就是所谓的光电流。

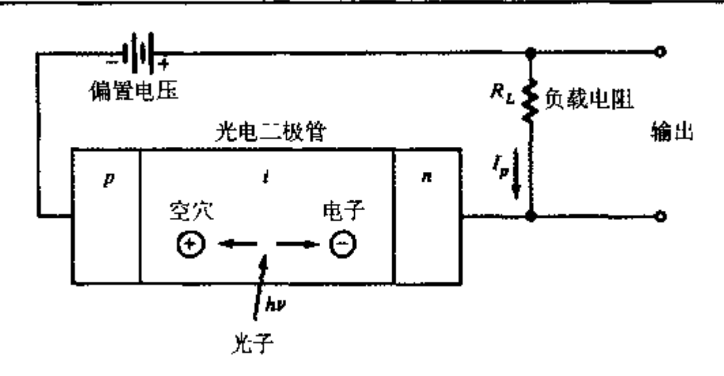


图 6.1　外加反向偏置电压的 *pin* 光电二极管的电路示意图

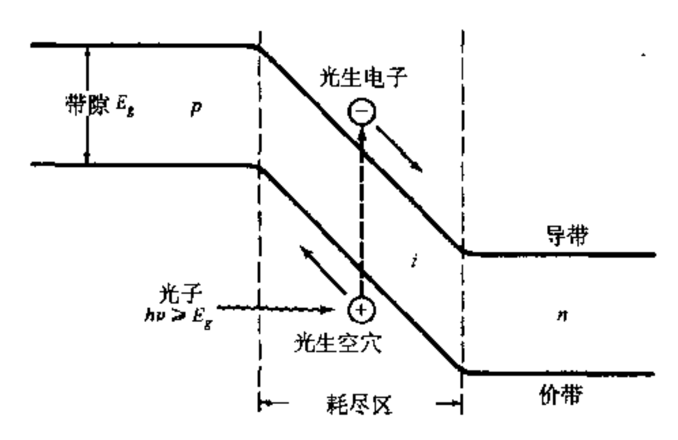


图 6.2　*pin* 光电二极管的能带简图，能量大于或等于带隙能量 E_g 的光子可以产生自由电子－空穴对，其作用就是光电流的载流子

当电载流子在材料中流动时，一些电子－空穴对会重新复合而消失，此时电子和空穴的平均流动的距离分别为 L_n 和 L_p，这个距离就是所谓的扩散长度。电子和空穴重新复合所需的时间称为载流子寿命，分别记为 τ_n 和 τ_p。载流子寿命和扩散长度的关系可以表示为：

$$L_n = (D_n\tau_n)^{1/2} \qquad 和 \qquad L_p = (D_p\tau_p)^{1/2}$$

其中 D_n 和 D_p 分别是电子和空穴的扩散系数（或扩散常数），其单位是 cm^2/s。

在半导体材料中，光功率的吸收呈指数规律，即：

$$P(x) = P_0(1 - e^{-\alpha_s(\lambda)x}) \tag{6.1}$$

其中 $\alpha_s(\lambda)$ 是波长 λ 处的吸收系数，P_0 是入射光功率，$P(x)$ 是通过距离 x 以后所吸收的光功率。

图 6.3 给出了几种不同的光电二极管材料[13]的吸收系数与波长的关系。从图中可以看出，α_s 随波长 λ 而显著变化，因此，特定的半导体材料只能应用在有限的波长范围内。上限截止波长 λ_c 取决于所用材料的带隙能量 E_g，如果 E_g 使用电子伏特（eV）表示，则 λ_c 可以使用微米（μm）表示为：

$$\lambda_c(\mu m) = \frac{hc}{E_g} = \frac{1.24}{E_g(eV)} \tag{6.2}$$

对于 Si 材料，截止波长为 1.06 μm，对于 Ge 材料则为 1.6 μm。如果波长更长，光子的能量就不足以激励一个价带的电子跃迁到导带中。

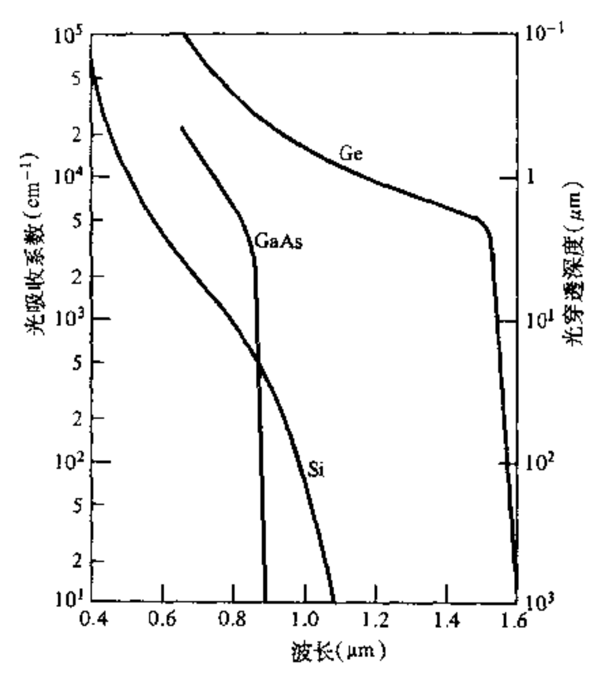


图6.3 硅(Si)、锗(Ge)、砷化镓(GaAs)材料的吸收系数与波长的关系曲线(经允许复制于Miller, Marcatili, and Li,[13] © 1973, IEEE)

例6.1 有一个光电二极管是由GaAs材料构成的，在300 K时其带隙能量为1.43 eV，根据(6.2)式，其长截止波长为：

$$\lambda_c = \frac{hc}{E_g} = \frac{(6.625\times10^{-34}\,\mathrm{J\cdot s})(3\times10^{8}\,\mathrm{m/s})}{(1.43\mathrm{eV})(1.6\times10^{-19}\,\mathrm{J/ev})} = 869\ \mathrm{nm}$$

这个GaAs光电二极管不能用于波长范围大于869 nm的系统中。

在短波长段，材料的吸收系数α_s变得很大，因此光子在接近光检测器的表面就被吸收，电子-空穴对的寿命极短，结果载流子在由光检测器电路收集以前就已经复合了。

如果耗尽区宽度为w，则根据(6.1)式，在距离W内吸收功率为：

$$P(w) = P_0(1 - e^{-\alpha_s w}) \tag{6.3}$$

设光电二极管入射表面的反射系数为R_f，则可从(6.3)式得到初级光电流I_p：

$$I_p = \frac{q}{h\nu}P_0(1 - e^{-\alpha_s w})(1 - R_f) \tag{6.4}$$

等式中P_0是入射到光电二极管上的光功率，q是电子电荷，$h\nu$是光子能量。

光电二极管的两个重要特性参数是其量子效率和响应速度，这些参数主要由器件材料的带隙能量、工作波长，p区、i区、n区的掺杂浓度和宽度所决定。量子效率η表示每个能量为$h\nu$的入射光子所产生的电子-空穴对数，由下式给出：

$$\eta = \frac{\text{产生的电子-空穴对的个数}}{\text{入射的光子数}} = \frac{I_p/q}{P_0/h\nu} \tag{6.5}$$

其中I_p是入射在光电二极管上的稳态平均光功率P_0所产生的平均光电流。

例6.2　有一个InGaAs材料的光电二极管，在100 ns的脉冲时段内共入射了波长为1300 nm的光子6×10^6个，平均产生了5.4×10^6个电子－空穴（e-h）对，则其量子效率可以由（6.5）式得出：

$$\eta=\frac{\text{产生的e-h对的个数}}{\text{入射的光子数}}=\frac{5.4\times10^6}{6\times10^6}=0.90$$

因此在1300 nm波长上它的量子效率为90%。

在光电二极管的实际应用，100个光子会产生30到95个电子－空穴对，因此检测器的量子效率范围为30%～95%。为了得到较高的量子效率，必须加大耗尽区的厚度，使得可以吸收大部分的光子。但是，耗尽区越厚，光生载流子漂移渡越（across）反向偏置结的时间就越长。由于载流子的漂移时间又决定了光电二极管的响应速度，所以必须在响应速度和量子效率之间采取折衷，这一问题将在6.3节中进一步讨论。

光电二极管的性能经常使用响应度$\Re$来表征。它和量子效率的关系是：

$$\Re=\frac{I_p}{P_0}=\frac{\eta q}{h\nu} \tag{6.6}$$

这个参数非常有用，因为它描述了单位光功率产生的光生电流的大小，图6.4所示为典型的*pin*光电二极管的响应度与波长的关系。Si在波长为900 nm时，$\Re$为0.65 A/W；而Ge在1300 nm时，该值为0.45 A/W；InGaAs在1.3 μm和1.55 μm时，$\Re$的典型值分别为0.9 A/W和1.0 A/W。

例6.3　能量为1.53×10^{-19} J的光子入射到一个光电二极管上，此二极管的响应度为0.65 A/W，如果入射光功率为10 μW，则根据（6.6）式，产生的光电流为：

$$I_p=\Re P_0=(0.65\text{A/W})(10\mu\text{W})=6.5\ \mu\text{A}$$

光子能量一定时，大多数的光电二极管的量子效率和入射到光电二极管上的光功率无关。因此响应度就是一个光功率的线性函数，也就是光电流I_p正比于入射到光电二极管上光功率P_0，所以对于给定的波长（给定的光子能量$h\nu$），响应度$\Re$是一个常数。不过，在整个的波长范围内量子效率并不是一个常数，因为光子能量在改变。因此，响应度$\Re$随波长和所用的光电二极管材料的不同（不同的材料有不同的带隙能量E_g）而变化。对于给定的材料，当入射光的波长越来越长时，光子能量变得越来越小，当这个能量不能满足从价带激发一个电子跃迁到导带上的能量要求时，响应度就会在截止波长处迅速降低，如图6.4所示。

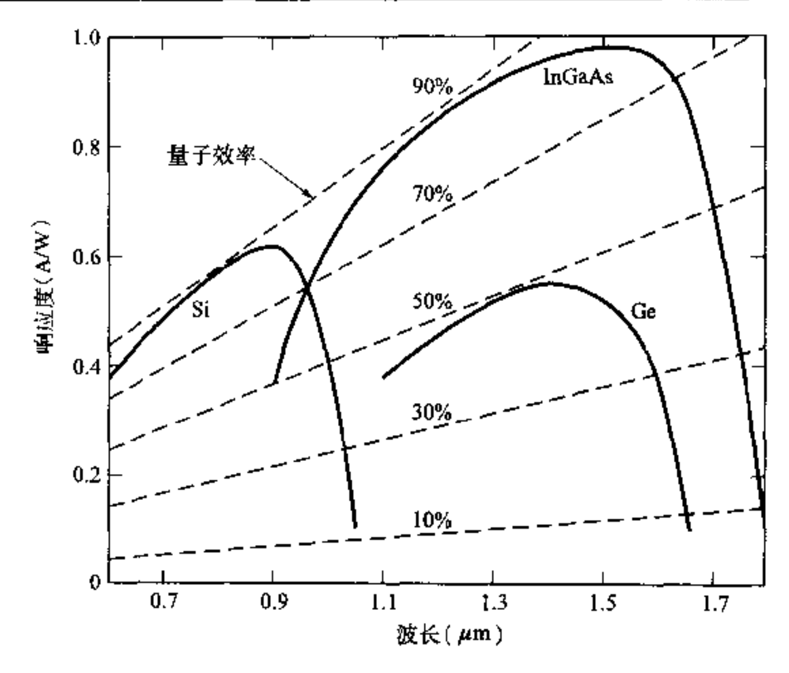


图6.4　几种不同材料的 *pin* 光电二极管的响应度和量子效率与波长的关系曲线

例6.4　如图6.4所示，波长范围为1300 nm<λ<1600 nm，InGaAs的量子效率大约为90%，因此在这个波长范围内响应度为：

$$\Re = \frac{\eta q}{h\nu} = \frac{\eta q \lambda}{hc} = \frac{(0.90)(1.6\times10^{-19}\ \mathrm{C})\lambda}{(6.625\times10^{-34}\ \mathrm{J\cdot s})(3\times10^{8}\ \mathrm{m/s})} = 7.25\times10^{5}\lambda$$

例如当波长为1300 nm时，有：

$$\Re = [7.25\times10^{5}(\mathrm{A/W})/\mathrm{m}](1.30\times10^{-6}\mathrm{m}) = 0.92\ \mathrm{A/W}$$

当波长大于1600 nm时，光子能量不足以从价带激发一个电子跃迁到导带。例如$In_{0.53}Ga_{0.47}As$的带隙能量E_g=0.73 eV，所以由（6.2）式，截止波长为：

$$\lambda_c = \frac{1.24}{E_g} = \frac{1.24}{0.73} = 1.7\ \mu\mathrm{m}$$

当波长小于1100 nm时，光子在接近光电二极管的表面就被吸收，产生的电子－空穴对的复合寿命很短，很多载流子对并没有产生光电流。所以在短波长段，响应度的值将迅速降低。

6.1.2　雪崩光电二极管

雪崩光电二极管（APD）可以对尚未进入后面放大器的输入电路的初级光电流进行内部放大。这样可以显著地增加接收机的灵敏度，因为在还没有遇到接收机电路的热噪声之前就已放大了光电流。为了达到载流子的倍增，光生载流子必须穿过一个具有非常高的电场的高场区。在这个高场区，光生电子或空穴可以获得很高的能量，因此它们高速碰撞在价带的电子上使之产生电离，从而激发出新的电子－空穴对，这种载流子倍增的机理称为碰撞电离。新产生的载流子同样由电场加速，并获得足够的能量从而导致更多的碰撞电离产生，这种现象就是所谓的雪崩效应。当偏置电压低于二

极管的击穿电压时，产生的载流子总数是有限的。偏置电压高于击穿电压时，产生的载流子就可无限多了。

最常用的具有低倍增噪声的结构是拉通（reach-through）型的APD，如图6.5所示。拉通型APD（RAPD）先是把一种高阻的p型材料作为外延层而沉积在p^+（p型重掺杂）材料上，然后在高阻区进行p型扩散或电离掺杂，最后一层是一个n^+（n型重掺杂）层。对于硅材料，一般采用硼和磷进行掺杂。这种结构称为$p^+\pi pn^+$拉通型结构。π层主要是带有少量p掺杂的本征材料。6.5节将会介绍具有更复杂结构的InGaAs APD。

"拉通"这一术语来源于光电二极管的工作情况，当加上一个较低的反向偏置电压时，大部分的电压降在pn^+结上。增加电压，耗尽区宽度也将增加，直到加到pn^+结上的峰值电场低于雪崩击穿所需电场的5% ~ 10%时才停止，此时耗尽区也正好拉通到了整个本征π区。

在一般的操作过程中，RAPD工作于完全耗尽的方式。光子从p^+区进入，并在π区被吸收，π区就是收集光生载流子的区域。光子被吸收后释放它的能量，产生的电子－空穴对立即由π区的电场分开，然后通过π区漂移到pn^+结区，pn^+结上的高电场使得电子产生雪崩倍增。

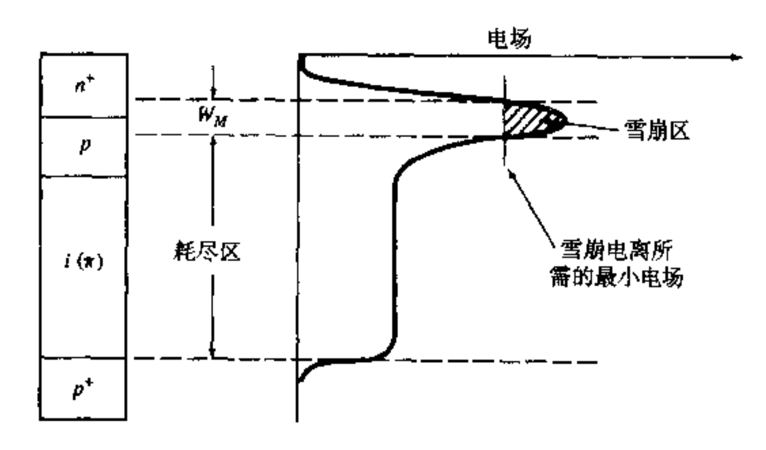


图6.5 拉通型APD的结构以及耗尽区与倍增区的电场分布

一个载流子在穿过单位距离时所产生的平均电子－空穴对的数目称为电离速率。大部分材料有不同的电子电离速率α和空穴电离速率β。实验中观察到的五种不同半导体材料的α和β值示于图6.6中。两个电离速率的比值$k=\beta/\alpha$是光检测器的性能标准。在6.4节中将会看到，在碰撞电离中，如果其中一种载流子的数目远远大于另一种载流子的数目，那么由这种材料构成的雪崩光电二极管就会具有较低的噪声和较高的增益带宽积。在图6.6所示的所有材料中，只有硅的电子电离速率和空穴电离速率有明显的不同[16-34]。

光电二极管中所有载流子产生的倍增因子M定义为：

$$M=\frac{I_M}{I_p} \tag{6.7}$$

其中I_M是雪崩增益后输出电流的平均值，而I_p是（6.4）式中所定义的未倍增时的初级光电流。实际上，雪崩过程是一种统计过程，并不是每一个载流子都经过了同样的倍增，所以M只是一个统计平均值。

例6.5 一种硅APD在波长900 nm时的量子效率为65%，假定0.5 μW的光功率产生的倍增电流为10 μA，试求倍增因子M。根据（6.6）式，初级光电流为：

$$I_p = \Re P_0 = \frac{\eta q}{h\nu} P_0 = \frac{\eta q \lambda}{hc} P_0$$
$$= \frac{(0.65)(1.6\times10^{-19}\,\mathrm{C})(9\times10^{-7}\,\mathrm{m})}{(6.625\times10^{-34}\,\mathrm{J\cdot s})(3\times10^{8}\,\mathrm{m/s})} 5\times10^{-7}\,\mathrm{W} = 0.235\,\mu\mathrm{A}$$

根据（6.7）式，倍增因子 M 为：

$$M = \frac{I_M}{I_p} = \frac{10\,\mu\mathrm{A}}{0.235\,\mu\mathrm{A}} = 43$$

因此，初级光电流被放大了43倍。

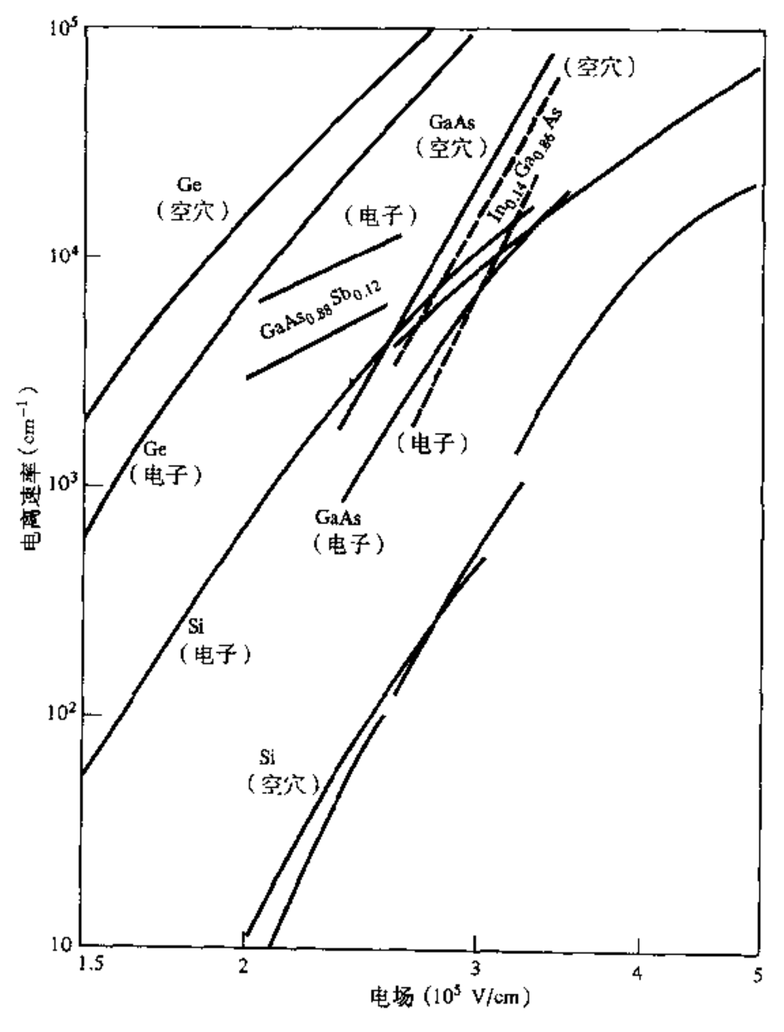


图6.6 实验中得到的Si、Ge、GaAs、GaAsSb和InGaAs材料的载流子电离速率（经允许复制于Melchior[2]）

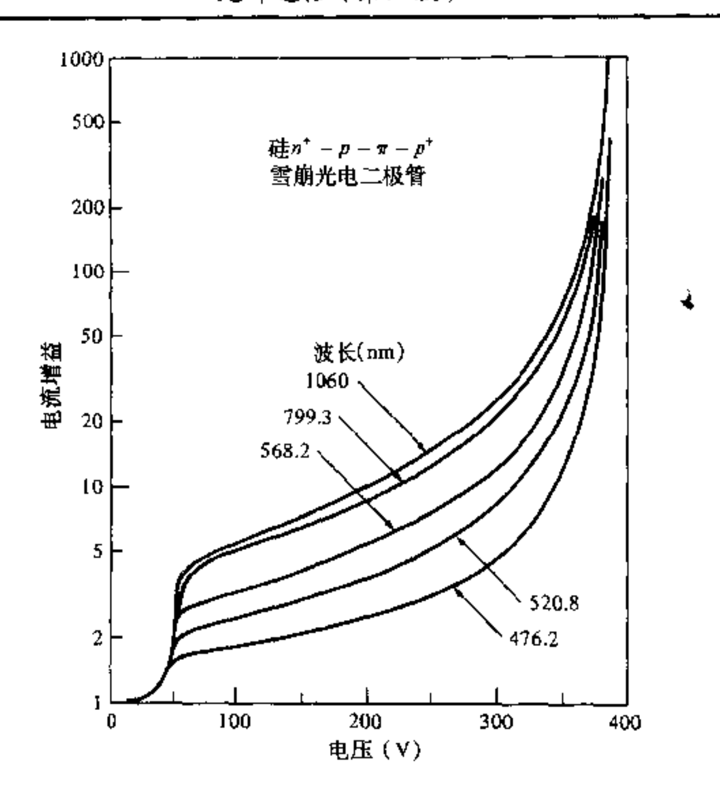


图6.7　典型室温条件下，Si拉通型APD在不同的波长情况下的增益－偏置电压关系曲线（经允许复制于Melchior, Hartman, Schinke, and Seidel, [15]© 1978, AT&T）

图6.7所示为一个硅拉通APD在不同波长上典型的电流增益与偏置电压值的关系，增益随激励波长而变化。这是因为大多数的光在接近检测器表面的n^+p区被吸收，引起电子和空穴的混合雪崩过程，在短波长时这种现象更明显，因为大部分短波长的光比长波长的光更容易在接近表面的地方被吸收。对于硅，空穴的电离系数比电子的电离系数小，总增益在短波长时减小。

与*pin*光电二极管类似，APD的性能也是由它的响应度$\Re_{APD}$来表征的，响应度的定义由下式给出：

$$\Re_{APD}=\frac{\eta q}{h\nu}M=\Re_0 M \tag{6.8}$$

其中$\Re_0$是*pin*光电二极管的响应度。

6.2　光检测器噪声

在光纤通信系统中，通常要求光电二极管能检测出微弱的光信号。为了检测到最小可能的信号，必须对光检测器和它随后的放大器电路进行最优化设计，以此来保证一定的信噪比。光接收机输出端的信噪比*S/N*定义为：

$$S/N=\text{光电流信号功率}/(\text{光检测器噪声功率}+\text{放大器噪声功率}) \tag{6.9}$$

接收机噪声源来自光电转换过程中统计特性引入的检测器噪声和放大器电路的热噪声。

为了得到较高的信噪比，可以采取以下措施：

1. 光检测器必须要有很高的量子效率，以产生较大的信号功率；

2. 使光检测器和放大器噪声保持尽可能低的值。

在大多数应用中，光电二极管的量子效率通常都接近于它的最大可能应用的值，因此噪声电流的大小决定了可以检测到的最小光功率。

光纤通信系统的光检测器灵敏度使用“最小可接收光功率”来描述，是指产生和噪声电流均方根（rms）大小相同的光电流所需的光功率，或者说此时的信噪比为1。为了可靠地设计和评价光接收机，下面有必要对光检测器内各种噪声的来源、特性和相互关系进行一个详细的分析。

6.2.1 噪声源

为了了解不同类型的噪声对信噪比的影响，先来研究图6.8所示的接收机的简单模型和其等效电路。光电二极管有一个小的串联电阻R_s，总电容C_d由结电容和封装电容组成。并联电阻（或负载电阻）为R_L，光电二极管后面的放大电路的输入电容为C_a，输入电阻为R_a。在实际应用中，R_s远远小于负载电阻R_L，因而可以忽略不计。

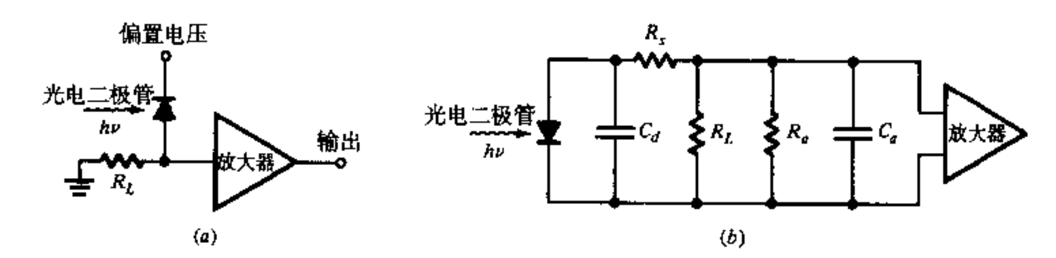


图6.8 含光检测器的接收机简化模型(a)和其等效电路(b)

假如有一个信号功率为$P(t)$的调制光信号落在检测器上，则产生的初级光电流$i_{ph}(t)$为：

$$i_{ph}(t) = \frac{\eta q}{h\nu} P(t) \tag{6.10}$$

这个初级光电流是由直流成分I_p和信号成分$i_p(t)$组成的，其中I_p是信号光产生的平均光电流。对于*pin*光电二极管，它的均方信号电流$\langle i_s^2 \rangle$为：

$$\langle i_s^2 \rangle = \sigma_{s,pin}^2 = \langle i_p^2(t) \rangle \tag{6.11a}$$

其中σ是偏差。对于雪崩光电二极管，有：

$$\langle i_s^2 \rangle = \sigma_{s,\mathrm{APD}}^2 = \langle i_p^2(t) \rangle M^2 \tag{6.11b}$$

其中M就是（6.7）式中定义的雪崩增益的统计平均值。对于一个调制指数为m的正弦变化的输入信号，信号成分$\langle i_s^2 \rangle$具有如下形式（见习题6.5）：

$$\langle i_p^2(t) \rangle = \sigma_p^2 = \frac{m^2}{2} I_p^2 \tag{6.12}$$

其中m由（4.54）式定义。

光检测器在无内部增益时，其主要噪声包括量子噪声、光电二极管体材料引起的暗电流噪声和表面漏电流噪声。量子噪声或散弹噪声的产生是由于光信号入射到光检测器上时，光电子的产生和收集过程具有统计特性，已经证明[35]该统计过程服从泊松分布。光电效应产生的光生载流子数是随机起伏的，这是光检测过程的基本特性，从而使当其他条件都达到最佳化时，接收机灵敏度具有一个最低极限。在带宽B内，量子噪声均方根电流和光电流I_p的平均值成正比：

$$\langle i_Q^2 \rangle = \sigma_Q^2 = 2qI_pBM^2F(M) \tag{6.13}$$

其中$F(M)$是噪声系数，和雪崩过程的随机特性有关。实验结果表明，将$F(M)$近似为M^x是合理的，其中x（$0 \leqslant x \leqslant 1.0$）取决于所用的材料。这一点在6.4节将有更详细的论述。对于*pin*光电二极管，$F(M)$与M都等于1。

光电二极管的暗电流是指没有光入射时流过检测器的偏置电路的电流，它是体暗电流和表面暗电流之和。体暗电流i_{DB}来自光电二极管*pn*结区热产生的电子和（或）空穴。对于APD，由此产生的载流子同样会得到*pn*结区高电场的加速，并因雪崩效应而产生倍增，这个均方电流为：

$$\langle i_{DB}^2 \rangle = \sigma_{DB}^2 = 2qI_DM^2F(M)B \tag{6.14}$$

其中I_D是初级（未倍增过的）光检测器体暗电流。

表面暗电流也称为表面漏电流，或简称为漏电流。它是由表面缺陷、清洁程度、偏置电压大小和表面积大小等因素决定的。如果采用隔离回路结构的电路，使表面漏电流从负载电阻处分流出去，就可以有效地降低表面漏电流。表面漏电流的均方值为：

$$\langle i_{DS}^2 \rangle = \sigma_{DS}^2 = 2qI_LB \tag{6.15}$$

等式中I_L为表面漏电流的值。应注意的是，由于雪崩倍增是一种体效应，所以表面漏电流并不受雪崩增益的影响。

Si、Ge、GaAs和$In_xGa_{1-x}As$等不同材料的光电二极管的典型暗电流值的比较如图6.9所示[30]，图中暗电流值是利用击穿电压V_B进行归一化的偏置电压的函数。从图中可以看到，$In_xGa_{1-x}As$光电二极管的暗电流随着参数x的增加而增加。在一定的反向偏置电压下，所有暗电流都会随表面积增大而增大。表面暗电流与有源区面积的平方根成正比，而体暗电流也与面积成正比。

由于暗电流与信号电流是不相关的，所以光检测器的总均方噪声电流可以写成：

$$\begin{aligned}\langle i_N^2 \rangle = \sigma_N^2 &= \langle i_Q^2 \rangle + \langle i_{DB}^2 \rangle + \langle i_{DS}^2 \rangle = \sigma_Q^2 + \sigma_{DB}^2 + \sigma_{DS}^2 \\ &= 2q(I_p + I_D)M^2F(M)B + 2qI_LB\end{aligned} \tag{6.16}$$

为了简化接收机电路的分析，在这里假设放大器输入阻抗远大于负载电阻R_L，所以放大器电路的热噪声远小于R_L的热噪声。光检测器负载电阻的均方热（Johnson）噪声电流为：

$$\langle i_T^2 \rangle = \sigma_T^2 = \frac{4k_BT}{R_L}B \tag{6.17}$$

等式中k_B为玻耳兹曼常数，T是绝对温度。在接收机带宽的允许范围内，可以使用较大的负载电阻来降低这种热噪声。更详细的讨论将会在第7章放大器噪声电流i_{amp}的表达式中给出。

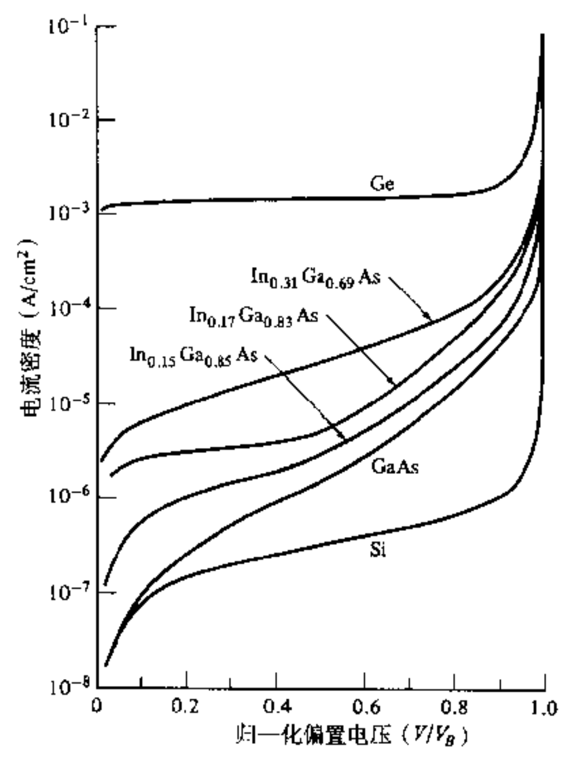


图6.9　Si、Ge、GaAs和InGaAs光电二极管的典型暗电流和归一化偏置电压的关系对比曲线（经允许复制于Susa，Yamauchi，and Kanbe，[30]©1980，IEEE）

例6.6　InGaAs光电二极管在波长为1300 nm时有如下参数：I_D=4 nA，η=0.90，R_L=1000 Ω。表面漏电流可以忽略，入射光功率为300 nW（−35 dBm），接收机带宽为20 MHz，计算接收机的各种噪声。

首先计算初级光电流，由（6.6）式可得：

$$I_p = \Re P_0 = \frac{\eta q}{h\nu}P_0 = \frac{\eta q\lambda}{hc}P_0$$
$$= \frac{(0.90)(1.6\times10^{-19}\ \mathrm{C})(1.3\times10^{-6}\ \mathrm{m})}{(6.625\times10^{-34}\ \mathrm{J\cdot s})(3\times10^{8}\ \mathrm{m/s})}3\times10^{-7}\ \mathrm{W} = 0.282\ \mu\mathrm{A}$$

由（6.13）式可得，*pin*光电二极管的均方量子噪声电流为：

$$\langle I_Q^2\rangle = 2qI_pB = 2(1.6\times10^{-19}\mathrm{C})(0.282\times10^{-6}\mathrm{A})(20\times10^{6}\mathrm{Hz})$$
$$=1.80\times10^{-18}\mathrm{A}^2$$

或

$$\langle I_Q^2\rangle^{1/2} = 1.34\ \mathrm{nA}$$

由（6.14）式可得均方暗电流为：

$$\langle I_{DB}^2\rangle = 2qI_DB = 2(1.6\times10^{-19}\ \mathrm{C})(4\times10^{-9}\ \mathrm{A})(20\times10^{6}\ \mathrm{Hz})$$
$$=2.56\times10^{-20}\ \mathrm{A}^2$$

或

$$\langle I_{DB}^2\rangle^{1/2}=0.16\ \text{nA}$$

接收机的均方热噪声电流可以从（6.17）式得到：

$$\langle I_T^2\rangle=\frac{4k_BT}{R_L}B=\frac{4(1.38\times10^{-23}\ \text{J/K})(293\ \text{K})}{1\ \text{k}\Omega}20\times10^6\ \text{Hz}$$
$$=323\times10^{-18}\,\text{A}^2$$

或

$$\langle I_T^2\rangle^{1/2}=18\ \text{nA}$$

因此，这个接收机的均方根热噪声电流大约是均方根散弹噪声电流的14倍，是均方根暗电流的100倍。

6.2.2 信噪比

将（6.11）式、（6.16）式和（6.17）式代入（6.9）式中，得到放大器输入端的信噪比为：

$$\frac{S}{N}=\frac{\langle i_p^2\rangle M^2}{2q(I_p+I_D)M^2F(M)B+2qI_LB+4k_BTB/R_L} \tag{16.18}$$

通常，*pin*光电二极管的主要噪声电流来自检测器负载电阻（热电流i_T）和放大器电路的有源器件（i_{amp}）。对于雪崩光电二极管，热噪声并不重要，主要的噪声来自光检测器。

从（6.18）式可以看出，信号功率增加了M^2倍，而量子噪声加上暗电流增加了$M^2F(M)$倍。表面漏电流没有因雪崩倍增机制而改变。由于$F(M)$是随M增加而增加的，所以存在一个M的最佳值，使得信噪比最大。通过最大信噪比对M求导，并使导数为零，解出M，就可以得到最佳增益。对于一个调制指数$m=1$的正弦信号，将$F(M)$近似为M^x，则可推出：

$$M_{\text{opt}}^{x+2}=\frac{2qI_L+4k_BT/R_L}{xq(I_p+I_D)} \tag{6.19}$$

6.3 检测器响应时间

6.3.1 耗尽层光电流

为了研究光电二极管的频响特性，首先考虑图6.10所示的反向偏置*pin*光电二极管的示意图。光子从*p*层进入二极管，经半导体材料吸收并产生电子-空穴对。在耗尽区或一个扩散长度内产生的电子-空穴对会由反向偏置电压感应的电场分开，所以在载流子穿越耗尽区进行漂移运动时会在外部电路产生电流。

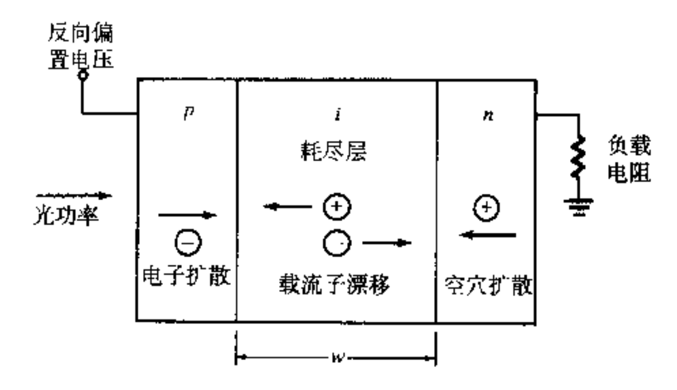


图6.10 反向偏置 *pin* 光电二极管的示意图

在稳定状态下，流过反向偏置耗尽区的总电流密度 J_{tot} 为[37]：

$$J_{tot}=J_{dr}+J_{diff} \tag{6.20}$$

其中 J_{dr} 是耗尽区内载流子产生的漂移电流密度，J_{diff} 是耗尽区之外（也就是在 n 区和 p 区）产生并扩散进入反向偏置结区的载流子的扩散电流密度。漂移电流密度可以从（6.4）式得到：

$$J_{dr}=\frac{I_p}{A}=q\Phi_0(1-e^{-\alpha_s w}) \tag{6.21}$$

等式中 A 是光电二极管面积。而 Φ_0 是单位面积上的入射光通量，由下式给出：

$$\Phi_0=\frac{P_0(1-R_f)}{Ah\nu} \tag{6.22}$$

pin 光电二极管表面的 p 层一般都很薄，所以扩散电流主要由空穴在体型 n 区的扩散所确定。在这种材料中，空穴的扩散可以由一维扩散方程决定[12]：

$$D_p\frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2}-\frac{p_n-p_{n0}}{\tau_p}+G(x)=0 \tag{6.23}$$

等式中，D_p 是空穴扩散系数，p_n 是 n 型材料中的空穴密度，τ_p 是过剩空穴寿命，p_{n0} 是平衡空穴密度，$G(x)$ 是电子－空穴对生成速率，并由下式给出：

$$G(x)=\Phi_0\alpha_s e^{-\alpha_s x} \tag{6.24}$$

从（6.23）式可以得到扩散电流密度（见习题6.10）：

$$J_{diff}=q\Phi_0\frac{\alpha_s L_p}{1+\alpha_s L_p}e^{-\alpha_s w}+qp_{n0}\frac{D_p}{L_p} \tag{6.25}$$

把（6.21）式、（6.25）式代入（6.20）式，可以得到通过反向偏置耗尽区的总电流密度为：

$$J_{tot}=q\Phi_0\left(1-\frac{e^{-\alpha_s w}}{1+\alpha_s L_p}\right)+qp_{n0}\frac{D_p}{L_p} \tag{6.26}$$

含有 p_{n0} 的项通常很小，所以总的光生电流正比于光通量 Φ_0。

6.3.2 响应时间

光电二极管产生光电流的响应时间主要取决于以下三个因素：

1. 耗尽区的光载流子的渡越时间；
2. 耗尽区外产生的光载流子的扩散时间；
3. 光电二极管以及与其相关的电路的 RC 时间常数。

影响这三种因素的光电二极管的参数有：吸收系数 α_s、耗尽区宽度 w、光电二极管结电容和封装电容、放大器电容、检测器负载电阻、放大器输入电阻、光电二极管串联电阻等。光电二极管的串联电阻通常只有几个欧姆，它和很大的负载电阻或放大器输入电阻相比可以忽略不计。

首先讨论耗尽区光载流子的渡越时间。光电二极管的响应速度基本上取决于光生载流子渡越耗尽区所需的时间。这个渡越时间 t_d 由载流子漂移速度 v_d 和耗尽区宽度 w 决定，由下式给出：

$$t_d = \frac{w}{v_d} \tag{6.27}$$

一般情况下，耗尽区的电场足够高，载流子都可以达到它们的散射极限速度。对于Si，当电场强度在 2×10^4 V/cm 量级时，电子和空穴的最大速度分别为 8.4×10^6 cm/s 和 4.4×10^6 cm/s。典型的Si光电二极管的耗尽区宽度为 10 μm，极限响应时间为 0.1 ns。

比起高场区载流子的漂移，耗尽区以外的载流子扩散过程就要慢得多了。因此，为了得到高速的光电二极管，光生载流子应该在耗尽区或是非常接近耗尽区的地方产生，使载流子的扩散时间小于或等于渡越时间，较长的扩散时间会影响到光电二极管的响应时间。当检测器受到阶跃光脉冲照射时，响应时间可以使用检测器输出脉冲的上升时间和下降时间来表示。如图6.11所示，输出脉冲前沿的10%到90%之间的间隔为上升时间 τ_r，对于全耗尽型光电二极管，上升时间 τ_r 和下降时间 τ_f 通常是相同的。但当偏置电压较低时，光电二极管不是全耗尽型的，τ_r 和 τ_f 就会不同，这是因为对于上升时间，这种情况下光子的收集时间就成为影响上升时间的重要因素了。因为在耗尽区产生的载流子会被迅速分离并将其吸收，但在 n 区和 p 区产生的载流子要经过一个缓慢的扩散时间才能到达耗尽区并经历分离和吸收。部分耗尽的光电二极管的典型响应时间由图6.12给出。快速载流子的输出脉冲上升到峰值的50%时，响应时间大约是 1 ns，而慢速载流子在输出脉冲到达峰值之前引起较长的时延。

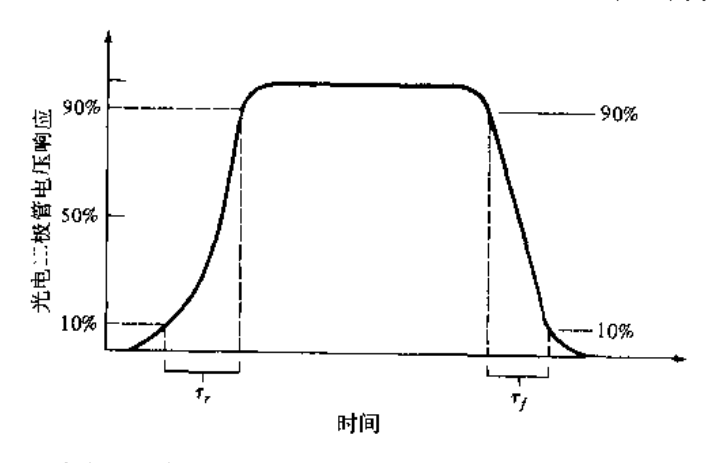


图6.11 光电二极管对光输入脉冲响应的10%～90%上升时间和下降时间

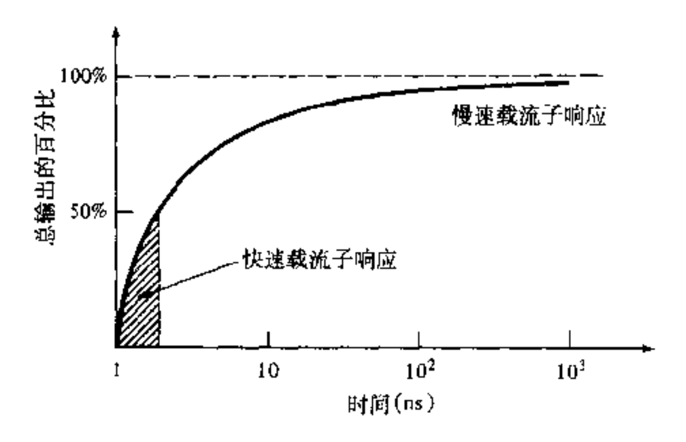


图6.12　非全耗尽型光电二极管的典型响应时间

为了获得较高的量子效率，耗尽区宽度必须大于$1/\alpha_s$（吸收系数的倒数），这样才能吸收大部分的光。图6.13(b)所示为一个低电容的、耗尽区宽度$W>>1/\alpha_s$的光电二极管对矩形输入脉冲的响应，它的上升与下降时间与输入脉冲比较一致。如果光电二极管的电容较大，那它的响应时间就会受到负载电阻R_L和光电二极管结电容所构成的RC时间常数所限制。光检测器的响应就变得如图6.13(c)所示。

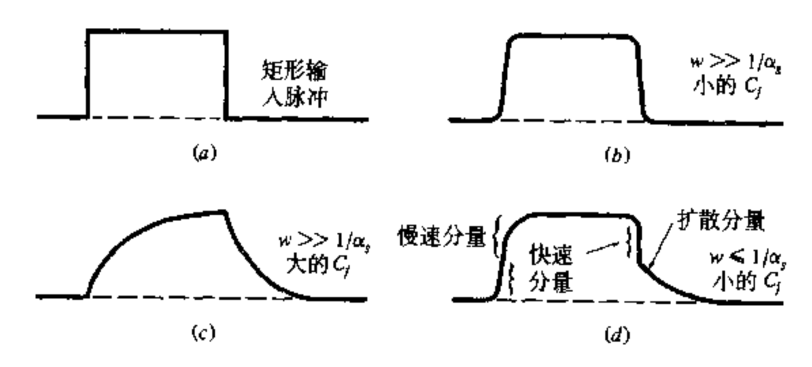


图6.13　在不同的检测器参数条件下，光电二极管的脉冲响应

如果耗尽区宽度太窄，则非耗尽材料产生的任何载流子在被吸收以前不得不扩散到耗尽区。所以窄耗尽区的器件会有明显不同的慢速和快速响应分量，如图6.13(d)所示。上升时间的快速反应分量起源于耗尽区产生的载流子，而慢速分量则是来源于距离耗尽区边界L_n处的载流子的扩散。在光脉冲的后沿，耗尽区的光脉冲吸收得很快，所以在下降时间里产生了快速分量，在距耗尽区边界L_n以内的载流子扩散造成了脉冲后沿的一个很慢的延迟拖尾。另外，如果w太小，结电容也会变得很大。结电容C_j为：

$$C_j = \frac{\epsilon_s A}{w} \tag{6.28}$$

其中ϵ_s= 半导体材料的电容率 $=\epsilon_0 K_s$

K_s= 半导体材料的介电常数

$\epsilon_0=8.8542\times10^{-12}$ F/m 是自由空间的电容率

A= 扩散层面积

这个电容增大，就会使RC时间常数变大，从而限制了检测器的响应时间。在高频响应和高量子效率之间有一个合理的吸收区宽度的选择，那就是使吸收区宽度介于$1/\alpha_s$和$2/\alpha_s$之间。

设R_T是负载电阻和放大器输入电阻的组合，C_T是光电二极管结电容和放大器输入电容之和，如图6.8所示，则此检测器可以简单地近似为一个RC低通滤波器，其通带由下式给出：

$$B=\frac{1}{2\pi R_T C_T} \tag{6.29}$$

例6.7 如果光电二极管的电容为3 pF，放大器电容为4 pF，负载电阻为1 kΩ，放大器输入电阻为1 MΩ。则C_T≈7 pF，$R_T \simeq 1$ kΩ，所以电路带宽为：

$$B=\frac{1}{2\pi R_T C_T}\approx 23\ \text{MHz} \tag{6.30}$$

如果把检测器负载电阻降为50 Ω，则电路带宽变为B=455 MHz。

6.4 雪崩倍增噪声

正如前面所述，雪崩过程具有统计特性，并不是所有的光生载流子倍增了相同的倍数[38-41]。所以任意一个电子-空穴对的可能增益值的概率分布函数具有很宽的范围，因此均方增益的值比均值增益的平方要大，如果使用m表示统计变化的增益值，则有：

$$\langle m^2\rangle > \langle m\rangle^2 = M^2 \tag{6.31}$$

其中符号〈 〉表示统计平均，$\langle m\rangle = M$是（6.7）式中定义的载流子平均增益。由于雪崩过程产生的噪声取决于均方增益$\langle m^2\rangle$，所以APD中的噪声相对很高。实验观察发现，通常情况下，$\langle m^2\rangle$可以近似为：

$$\langle m^2\rangle \simeq M^{2+x} \tag{6.32}$$

其中指数x的变化范围为0到1.0，具体取值会因光电二极管材料和结构的不同而变化。

APD产生的实际噪声与假定每个载流子对都将产生确切的倍增M时的噪声之比称为过剩噪声因子F，其定义为：

$$F=\frac{\langle m^2\rangle}{\langle m^2\rangle}=\frac{\langle m^2\rangle}{M^2} \tag{6.33}$$

这个过剩噪声因子可以衡量由于倍增过程的随机性而导致的检测器噪声的增加，该值取决于电子-空穴电离速率之比和载流子的倍增系数。

关于F的表达式的推导过程比较复杂，这是因为雪崩区（宽度为W_m，见图6.5）的电场并不一样，而且空穴和电子都产生碰撞电离。McIntyre[40]指出对于注入的电子和空穴，过剩噪声因子分别为：

$$F_e=\frac{k_2-k_1^2}{1-k_2}M_e+2\left[1-\frac{k_1(1-k_1)}{1-k_2}\right]-\frac{(1-k_1)^2}{M_e(1-k_2)} \tag{6.34}$$

$$F_h=\frac{k_2-k_1^2}{k_1^2(1-k_2)}M_h-2\left[\frac{k_2(1-k_1)}{k_1^2(1-k_2)}-1\right]+\frac{(1-k_1)^2k_2}{k_1^2(1-k_2)M_h} \quad (6.35)$$

等式中下标e和h分别表示电子和空穴。考虑到雪崩区的增益和载流子电离速率不一样，引入电离速率比的加权系数k_1和k_2，其定义为：

$$k_1=\frac{\int_0^{W_M}\beta(x)M(x)dx}{\int_0^{W_M}\alpha(x)M(x)dx} \quad (6.36)$$

$$k_2=\frac{\int_0^{W_M}\beta(x)M^2(x)dx}{\int_0^{W_M}\alpha(x)M^2(x)dx} \quad (6.37)$$

等式中$\alpha(x)$和$\beta(x)$分别是电子和空穴的电离速率。

通常，在增益发生变化时，如果只考虑一级近似，则可认为k_1和k_2是不变的，所以可以把它们看成常数并认为它们相等。于是，（6.34）式和（6.35）式就可以简化为如下两个表达式[7]，对于电子注入有：

$$\begin{aligned}F_e&=M_e\left[1-(1-k_{\mathrm{eff}})\left(1-\frac{1}{M_e}\right)^2\right]\\&=k_{\mathrm{eff}}M_e+\left(2-\frac{1}{M_e}\right)(1-k_{\mathrm{eff}})\end{aligned} \quad (6.38)$$

对于空穴注入有：

$$\begin{aligned}F_h&=M_h\left[1-\left(1-\frac{1}{k'_{\mathrm{eff}}}\right)\left(1-\frac{1}{M_h}\right)^2\right]\\&=k'_{\mathrm{eff}}M_h-\left(2-\frac{1}{M_h}\right)(k'_{\mathrm{eff}}-1)\end{aligned} \quad (6.39)$$

其中的有效电离速率比值为：

$$\begin{aligned}k_{\mathrm{eff}}&=\frac{k_2-k_1^2}{1-k_2}\simeq k_2\\k'_{\mathrm{eff}}&=\frac{k_{\mathrm{eff}}}{k_1^2}\simeq\frac{k_2}{k_1^2}\end{aligned} \quad (6.40)$$

图6.14所示为过剩噪声因子F_e和平均电子增益值M_e相对于不同的有效电离速率比k_{eff}的关系曲线。如果电离速率相等，则过剩噪声最大，此时F_e在其上限值M_e处。当β/α的比值从1逐渐变小时，电子电离速率逐渐决定了碰撞电离的产生，过剩噪声因子就会越来越小，如果仅是电子引起电离，即β=0，则F_e也就达到了它的下限值2。

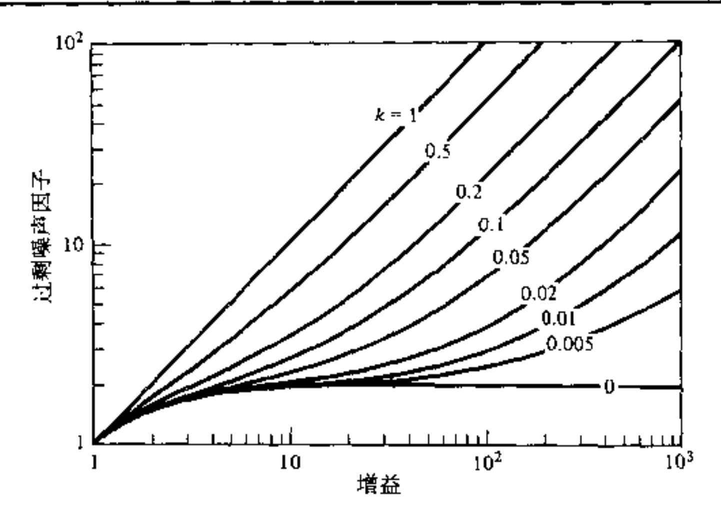


图6.14 对于不同的有效电离速率比k_{eff}，电子过剩噪声因子F_e作为电子增益的函数的变化曲线（经允许复制于Webb，McIntyre，and Conradi[7]）

上述特点表明，为了达到最小的过剩噪声因子，就需要有很小的k_{eff}值。再看一下图6.6，就会发现使用Si材料构成的APD，其特性要优于其他材料的APD。而有效电离速率比的变化范围，Si为0.015到0.035，InGaAs为0.3到0.5，Ge为0.6到1.0。

由（6.32）式给出的均方增益的经验公式，可以得到噪声因子的近似式：

$$F = M^x \tag{6.41}$$

参数x，对Si APD为0.3，对InGaAs APD为0.7，对Ge APD为1.0。

6.5 InGaAs APD结构

为了改善InGaAs APD的性能，采用了各种各样复杂的器件结构，其中一种广泛应用的结构就是吸收和倍增分离（SAM，separate-absorption-and-multiplication）的APD[42,43]。如图6.15所示，这种结构在吸收区和倍增区使用了不同的材料，每个区为了一个特殊的功能都进行了最佳化的设计。光从InP衬底进入APD，由于这种材料的带隙能量较大，使得长波长的光透射过去而进入InGaAs吸收区，并产生电子-空穴对。接下来是用做倍增区的InP层，因为这里有一个倍增效应所需的很高的电场但没有隧道击穿。SAM的得名是因为吸收区和倍增区是分开的。

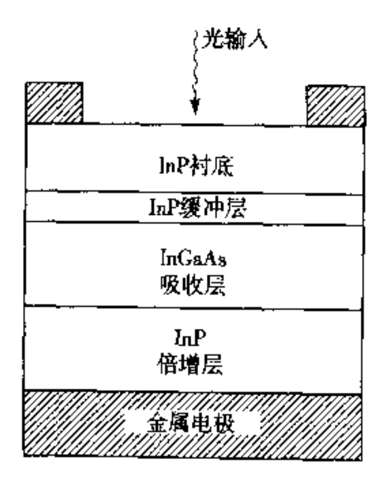


图6.15 SAM APD结构简图（各层未按实际比例）

SAM结构的其他形式包括对器件增加一些其他的层区：

- 在吸收层和倍增层之间加入一个渐变层来加快响应时间，增大器件带宽；
- 增加一个电荷层，以便更好地控制电场分布；
- 加入一个谐振腔，以去除光和电路径长度上的耦合，这样可以同时提高量子效率和增大带宽。

另一种较常用的InGaAs APD结构是超晶格结构[28,33]，在这种结构中，倍增区大约为250 nm厚，比如由13层9 nm厚的InAlGaAs量子阱和12层12 nm厚的InAlAs势垒交错组成。这种结构提高了InGaAs APD的响应速度和灵敏度。因而可以用在10 Gb/s的长距离通信系统中（例如SONET OC-192/SDH STM-64链路）。

6.6　温度对雪崩增益的影响

APD的增益机理对温度非常敏感，因为电子和空穴的电离速率取决于温度[44-46]。这种对温度的依赖性在高偏置电压条件下尤其明显，一个小小的温度变化都能引起增益的很大变化。图6.16就是一个Si APD的例子。例如，当保持所加偏置电压为一个常数时降低温度，则电子和空穴的电离速率会增加，因而雪崩增益也会增加。

为了保证温度变化时增益值不变，就必须改变*pn*结倍增区的电场，这就要求接收机加入一个补偿电路，以便在温度变化时调整光检测器的偏置电压。

Conradi[46]详细研究了增益对温度的依赖性。在他的工作中，通过对器件结构的详细掌握，运用温度与电离速率α、β对的直接关系绘出了增益曲线。虽然理论计算值和实验所测的增益吻合得相当好，但计算却相当复杂，好在有一个与温度有关的简单表达式可以从经验关系式求得[47]，即：

$$M = \frac{1}{1-(V/V_B)^n} \tag{6.42}$$

其中V_B是击穿电压、击穿时M达到无穷大；根据所用的材料，参数n可从2.5到7变化；$V=V_a-I_M R_M$，V_a是加在检测器上的反向偏置电压，I_M是倍增后的光电流，R_M根据光电二极管的串联电阻和检测器负载电阻计算得来。由于击穿电压随温度产生如下变化：

$$V_B(T) = V_B(T_0)[1 + a(T - T_0)] \tag{6.43}$$

所以将（6.43）式代入（6.42）式，同时利用下面的（6.44）式即可得到雪崩增益随温度变化的近似表达式：

$$n(T) = n(T_0)[1 + b(T - T_0)] \tag{6.44}$$

等式中的常数a和b对于拉通型APD为正值、可以从增益对温度的实验曲线中得到。

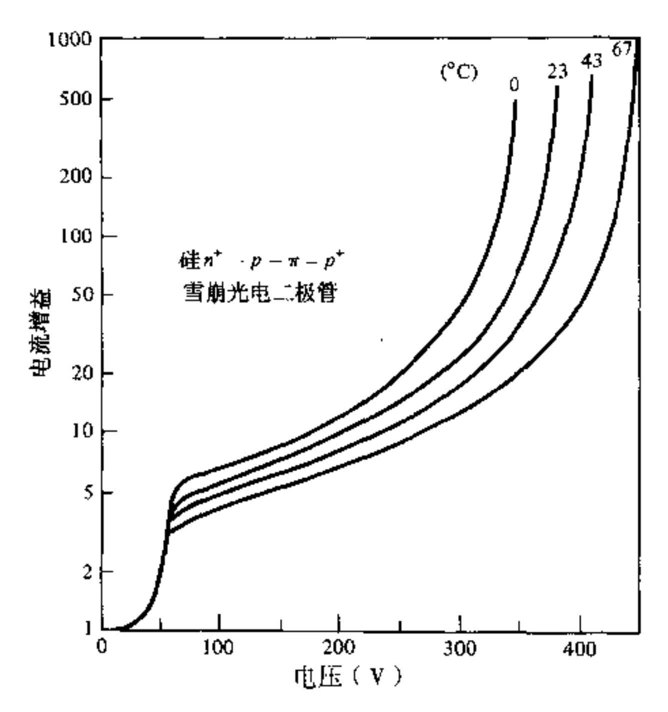


图 6.16 硅雪崩光电二极管的增益机制随温度变化的例子，本实验结果是在 825 nm 波长上得到的（经允许复制于 Melchior，Hartman，Schinke and Seidel，[15]© 1978，AT&T）

6.7 光检测器的比较

这一节总结了 Si、Ge、InGaAs 光电二极管的通用工作特性。表 6.1 和 6.2 分别列出了 pin 光电二极管和雪崩光电二极管的性能参数值。这些参数值是从各厂商的数据单和文献报告的性能参数值中推出的，它们可以作为比较性能参数的指南。具有特殊用途的特种器件的详细值可以从光检测器和接收模块的供应商那里得到。

表 6.1 Si、Ge、InGaAs *pin* 光电二极管的通用工作特性参数

参数	符号	单位	Si	Ge	InGaAs
波长范围	λ	nm	400~1100	800~1650	1100~1700
响应度	$\mathcal{R}$	A/W	0.4~0.6	0.4~0.5	0.75~0.95
暗电流	I_D	nA	1~10	50~500	05~2.0
上升时间	τ_r	ns	0.5~1.0	0.1~0.5	0.05~0.5
带宽	B	GHz	0.3~0.7	0.5~3.0	1.0~2.0
偏置电压	V_B	V	5	5~10	5

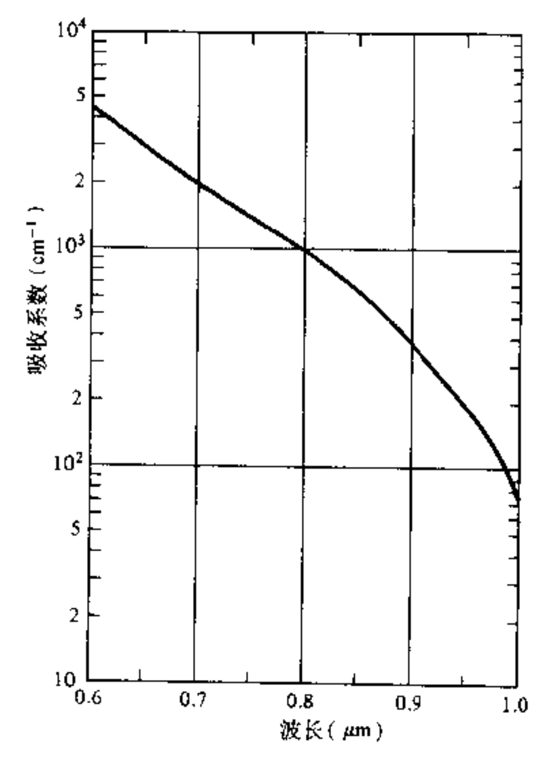
表 6.2 Si、Ge、InGaAs 雪崩光电二极管的通用工作特性参数

参数	符号	单位	Si	Ge	InGaAs
波长范围	λ	nm	400~1100	800~1650	1100~1700
雪崩增益	M	—	20~400	50~200	10~40
暗电流	I_D	nA	0.1~1	50~500	10~50 @M=10
上升时间	τ_r	ns	0.1~2	0.5~0.8	0.1~0.5
增益带宽积	$M \cdot B$	GHz	100~400	2~10	20~250
偏置电压	V_B	V	150~400	20~40	20~30

在短距离应用中，工作在850 nm的Si器件对于大多数链路是个相对比较廉价的解决方案。而长距离的链路常常需要工作在1300 nm和1550 nm窗口，所以常用基于InGaAs的器件。

习题

6.1 Si的吸收系数是波长的函数，如图P6.1所示，忽略光电二极管表面的反射，在波长范围为0.6～1.0 μm条件下，耗尽层宽度分别为1、5、10、20和50 μm时，计算量子效率并画出曲线。



图P6.1 Si的吸收系数与波长之间的函数关系

6.2 如果功率为P_0的光入射到一个光电二极管上，此光电二极管的电子-空穴产生速率$G(x)$由下式给出：

$$G(x) = \Phi_0 \alpha_s e^{-\alpha_s x}$$

其中Φ_0是单位面积入射的光通量，由下式给出：

$$\Phi_0 = \frac{P_0(1-R_f)}{Ah\nu}$$

等式中，A是检测器面积。由此证明耗尽区宽度为W时的初级光电流由（6.4）式给出。

6.3 利用图P6.1的数据，计算Si材料的pin光电二极管在波长范围为0.6～1.0 μm时的灵敏度，并画出相应的曲线图，其中光电二极管耗尽区宽度为20 μm，假设$R_f = 0$。

6.4 一个雪崩光电二极管的低频增益M_0取决于载流子电离速率和倍增区宽度，而这两个参数又取决于所加反向偏置电压V_a的大小，这种增益可以写成如下所示的经验公式[47]：

$$M_0 = \frac{I_M}{I_p} = \frac{1}{1-\left(\dfrac{V_a - I_M R_M}{V_B}\right)^n} \tag{P6.4}$$

其中 V_B 是 M_0 趋于无穷（$M_0 \to \infty$）时的击穿电压，I_M 是总的倍增电流，R_M 是同时考虑光电二极管串联电阻和检测器负载电阻而计算出的电阻。指数 n 取决于半导体材料和其掺杂成分，它的值可以从 2.5 到 7 变化。

(a) 证明当所加电压在击穿电压附近，即 $V_B >> I_M R_M$ 时，（P6.4）式可以近似为：

$$M_0 = \frac{I_M}{I_p} \simeq \frac{V_B}{n(V_B - V_a + I_M R_M)} \simeq \frac{V_B}{n I_M R_M}$$

(b) M_0 的最大值出现在 $V_a = V_B$ 时，并证明此时有：

$$M_{0,\max} = \left(\frac{V_B}{n R_M I_p}\right)^{1/2}$$

6.5 假设有一个频率为 ω，调制指数为 m，平均光功率为 P_0 的正弦调制光信号 $P(t)$，即：

$$P(t) = P_0(1 + m\cos\omega t)^2$$

证明当这个光信号照射一个光电二极管时，产生的均方信号电流 $\langle i_s^2 \rangle$ 由一个直流（平均）成分 I_p 和一个信号电流 i_p 组成，并由下式给出：

$$\langle i_s^2 \rangle = I_p^2 + \langle i_p^2 \rangle = (\Re_0 P_0)^2 + \frac{1}{2}(m\Re_0 P_0)^2$$

其中响应度 $\Re_0$ 由（6.6）式给出。

6.6 一个 InGaAs *pin* 光电二极管在 1550 nm 处有如下参数：I_D=1.0 nA，η=0.95，R_L=500 Ω，表面漏电流可以忽略。假设入射光功率为 500 nW（−33 dBm），接收机带宽为 150 MHz，试比较（6.14）式、（6.15）式和（6.16）式给出的噪声电流。

6.7 假如有一个雪崩光电二极管接收机具有如下参数：暗电流 I_D=1 nA，漏电流 I_L=1 nA，量子效率 η=0.85，增益 M=100，过剩噪声因子 $F=M^{1/2}$，负载电阻 $R_L=10^4$ Ω，带宽 B=10 kHz。假设有一个波长为 850 nm、调制指数为 m=0.85 的正弦信号投射在光电二极管上，为了在室温条件下（T=300 K）对比这种参数设定中各种噪声项对信噪比的影响，试以分贝为单位（即 10 log(S/N)）绘出下列各项指标与平均接收光功率 P_0 之间的函数关系曲线，P_0 的取值范围在 −70 到 0 dBm 之间，即 0.1 nW 到 1.0 mW 之间。

(a) $\left(\dfrac{S}{N}\right)_Q = \dfrac{\langle i_s^2 \rangle}{\langle i_Q^2 \rangle}$

(b) $\left(\dfrac{S}{N}\right)_{DB} = \dfrac{\langle i_s^2 \rangle}{\langle i_{DB}^2 \rangle}$

(c) $\left(\dfrac{S}{N}\right)_{DS}=\dfrac{\langle i_s^2\rangle}{\langle i_{DS}^2\rangle}$

(d) $\left(\dfrac{S}{N}\right)_{T}=\dfrac{\langle i_s^2\rangle}{\langle i_{T}^2\rangle}$

当负载电阻、增益、暗电流或带宽中的任何一项发生变化时，这些曲线将如何变化？

6.8 假设一个雪崩光电二极管有如下参数：I_L=1 nA，I_D=1 nA，η=0.85，$F=M^{1/2}$，R_L=103 Ω，B=1 kHz。一个波长为 850 nm 的正弦信号，调制指数为 m=0.85，平均功率 P_0=−50 dBm，在室温条件下入射到光检测器上，请绘出信噪比和增益 M 的函数关系曲线，M 的取值范围为 20 ~ 100。试问 M 取何值时信噪比可以达到最大？

6.9 推导（6.19）式。

6.10 (a) 证明在下列边中界条件 $x=\infty$ 时 $p_n=p_{n0}$，$x=w$ 时 p_n=0，方程式（6.23）的解为：

$$p_n=p_{n0}-(p_{n0}+Be^{-\alpha_s w})e^{(w-x)/L_p}+Be^{-\alpha_s x}$$

其中 $L_p=(D_p\tau_p)^{1/2}$ 是扩散长度，并且：

$$B=\left(\frac{\Phi_0}{D_p}\right)\frac{\alpha_s L_p^2}{1-\alpha_s^2L_p^2}$$

(b) 由下面的关系式推导出（6.25）式。

$$J_{\text{diff}}=qD_p\left(\frac{\partial p_n}{\partial x}\right)_{x=w}$$

(c) 证明 J_{tot} 是由（6.26）式给出的。

6.11 假设一个被调制的光通量密度：

$$\Phi=\Phi_0 e^{j\omega t}\text{光子}/(\text{s}\cdot\text{cm}^2)$$

投射在一个光电二极管上，其中 ω 是调制频率，这个光通量产生的通过耗尽区的总的光电流为[37]：

$$J_{\text{tot}}=\left(\frac{j\omega\epsilon_s V}{w}+q\Phi_0\frac{1-e^{-j\omega t_d}}{j\omega t_d}\right)e^{j\omega t}$$

其中 ϵ_s 是材料的介电常数、V 是耗尽层上的电压，t_d 是载流子通过耗尽区的渡越时间。

(a)根据短路电流密度（V=0），计算出光电流幅度减小 $\sqrt{2}$ 倍时的 ωt_d 值。

(b)假定耗尽区的宽度为 $1/\alpha_s$，则用 α_s 和 υ_d（漂移速度）表示的 3 dB 调制频率为多少？

6.12 假设有一个 Si *pin* 光电二极管，耗尽区宽度为 w=20 μm，面积 A=0.05 mm²，如果这个光电二极管应用在 800 nm 的情况下，负载电阻为 10 kΩ，吸收系数 $\alpha_s=10^3\,\text{cm}^{-1}$，比较这个器件的 RC 时间常数和载流子漂移时间，载流子的扩散时间对这个光电二极管有无重要意义？

6.13 试证明当电离速率比的加权系数k_1和k_2相等时，（6.34）式和（6.35）式可以简化为（6.38）式和（6.39）式。

6.14 当(a)只有电子引起电离、(b)电离速率α和β相等时，推导由（6.38）式给出的F_e的极限值。

参考文献

1. H. Melchior, "Sensitive high speed photodetectors for the demodulation of visible and near infrared light," *J. Luminescence*, vol. 7, pp. 390–414, 1973.
2. H. Melchior, "Detectors for lightwave communications," *Phys. Today*, vol. 30, pp. 32–39, Nov. 1977.
3. (*a*) F. Capasso, "Multilayer avalanche photodiodes and solid-state photomultipliers," *Laser Focus/Electro-Optics*, vol. 20, pp. 84–101, July 1984.
   (*b*) Y. Wang, D. H. Park, and K. F. Brennan, "Theoretical analysis of confined quantum state GaAs/AlGaAs solid-state photomultipliers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, pp. 285–295, Feb. 1990.
4. E. H. Putley, "The pyro-electric detector," in R. K. Willardson and A. C. Beer, eds., *Semiconductors and Semimetals*, vol. 5, Academic, New York, 1970; "Photoconductive detectors," vol. 12, Academic, New York, 1977.
5. S. R. Forrest, "Optical detectors: Three contenders," *IEEE Spectrum*, vol. 23, pp. 76–84, May 1986.
6. G. E. Stillman and C. M. Wolfe, "Avalanche photodiodes," in R. K. Willardson and A. C. Beer, eds., *Semiconductors and Semimetals*, vol. 12, Academic, New York, 1977.
7. P. P. Webb, R. J. McIntyre, and J. Conradi, "Properties of avalanche photodiodes," *RCA Rev.*, vol. 35, pp. 234–278, June 1974.
8. J. C. Campbell, "Heterojunction photodetectors for optical communications," in N. G. Einspruch and W. R. Frensley, eds., *Heterostructures and Quantum Devices*, Academic, New York, 1994.
9. T. P. Lee and T. Li, "Photodetectors," in S. E. Miller and A. C. Chynoweth, eds., *Optical Fiber Telecommunications*, Academic, New York, 1979.
10. S. R. Forrest, "Optical detectors for lightwave communications," in S. E. Miller and I. P. Kaminow, eds., *Optical Fiber Telecommunications—II*. Academic, New York, 1988.
11. C. Pollock, *Fundamentals of Optoelectronics*, Irwin, Chicago, 1995.
12. S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley, New York, 2nd ed., 1981, chap. 13.
13. S. E. Miller, E. A. J. Marcatili, and T. Li, "Research toward optical-fiber transmission systems," *Proc. IEEE*, vol. 61, pp. 1703–1751, Dec. 1973.
14. J.-W. Hong, Y.-W. Chen, W.-L. Laih, Y.-K. Fanf, C.-Y. Chang, and C. Gong, "The hydrogenated amorphous silicon reach-through avalanche photodiode," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, pp. 280–284, Feb. 1990.
15. H. Melchior, A. R. Hartman, D. P. Schinke, and T. E. Seidel, "Planar epitaxial silicon avalanche photodiode," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 57, pp. 1791–1807, July/Aug. 1978.
16. J. T. K. Tang and K. B. Letaief, "The use of WMC distribution for performance evaluation of APD optical communication systems," *IEEE Trans. Commun.*, vol. 46, pp. 279–285, Feb. 1998.
17. H. Sudo, Y. Nakano, and G. Iwanea, "Reliability of germanium avalanche photodiodes for optical transmission systems," *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. 33, pp. 98–103, Jan. 1986.
18. T. P. Lee, C. A. Burrus, A. G. Dentai, A. A. Ballman, and W. A. Bonner, "High avalanche gain in small-area InP photodiodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol 35, pp. 511–513, Oct. 1979.
19. R. Yeats and S. H. Chiao, "Long-wavelength InGaAsP avalanche photodiodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 34, pp. 581–583, May 1979; "Leakage current in InGaAsP avalanche photodiodes," *ibid.*, vol. 36, pp. 160–170, Jan. 1980.
20. T. Shirai, S. Yamasaki, F. Osaka, K. Nakajima, and T. Kaneda, "Multiplication noise in planar

InP/InGaAsP heterostructure avalanche photodiodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 40, pp. 532–533, Mar. 1982.

21. B. L. Casper and J. C. Campbell, "Multigigabit-per-second avalanche photodiode lightwave receivers," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-5, pp. 1351–1364, Oct. 1987.
22. F. Osaka, T. Mikawa, and T. Kaneda, "Impact ionization coefficients for electrons and holes in (100)-oriented GaInAsP," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-21, pp. 1326–1338, Sept. 1985.
23. F. Capasso, M. B. Panish, S. Sumski, and P. W. Foy, "Very high quantum efficiency GaSb mesa photodetectors between 1.3 and 1.6 μm," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 36, pp. 165–167, Jan. 1980.
24. Y. Nagao, T. Hariu, and Y. Shibata, "GaSb Schottky diodes for infrared detectors," *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. ED-28, pp. 407–411, Apr. 1981.
25. L. R. Tomasetta, H. D. Law, R. C. Eden, I. Deyhimy, and K. Nakano, "High sensitivity optical receivers for 1.0–1.4 μm fiber optic systems," *IEEE J. Quantum Electron*, vol. QE-14, pp. 800–804, Nov. 1978.
26. (*a*) R. Alabedra, B. Orsal, G. Lecoy, G. Pichard, J. Meslage, and P. Fragnon, "An HgCdTe avalanche photodiode for optical-fiber transmission systems at 1.3 μm," *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. 32, pp. 1302–1306, July 1985.
    (*b*) B. Orsal, R. Alabedra, M. Valenza, G. Lecoy, J. Meslage, and C. Y. Boisrobert," "HgCdTe 1.55-μm avalancbe photodiode noise analysis in the vicinity of resonant impact ionization connected with the spin-orbit split-off band," *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. 35, pp. 101–107, Jan. 1988.
27. J. G. Bauer and R. Trommer, "Long-term operation of planar InGaAs/InP *p-i-n* photodiodes," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 35, pp. 2349–2354, Dec. 1988.
28. B. F. Levine, "Optimization of 10–20 GHz avalanche photodiodes," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 8, pp. 1528–1530, Nov. 1996.
29. M. C. Brain and T. P. Lee, "Optical receivers for lightwave communication systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-3, pp. 1281–1300, Dec. 1985.
30. N. Susa, Y. Yamauchi, and H. Kanbe, "Vapor phase epitaxially grown InGaAs photodiodes," *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. ED-27, pp. 92–98, Jan. 1980.
31. C. P. Skrimshire, J. R. Farr, D. F. Sloan, M. J. Robertson, P. A. Putland, J. C. D. Stokoe, and R. R. Sutherland, "Reliability of mesa and planar InGaAs *pin* photodiodes," *IEE Proc.*, vol. 137, pp. 74–78, Feb. 1990.
32. W. Wu, A. R. Hawkins, and J. E. Bowers, "Design of silicon hetero-interface photodetectors," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 1608–1615, Aug. 1997.
33. I. Watanabe, M. Tsuji, M. Hayashi, K. Makita, and K. Taguchi, "Design and performance of InAlGaAs/InAlAs superlattice avalanche photodiodes," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 1012–1019, June 1997.
34. M. Makiuchi, M. Norimatsu, C. Sakurai, K. Kondo, N. Yamamoto, and M. Yano, "Flip-chip planar GaInAs/InP *pin* photodiodes—fabrication and characteristics," *J. Lightwave Tech.*, vol. 13, pp. 2270–2275, Nov. 1995.
35. B. M. Oliver, "Thermal and quantum noise," *Proc. IEEE*, vol. 53, pp. 436–454, May 1965.
36. W. M. Hubbard, "Utilization of optical-frequency carriers for low and moderate bandwidth channels," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 52, pp. 731–765, May/June 1973.
37. W. W. Gaertnar, "Depletion-layer photoeffects in semiconductors," *Phys. Rev.*, vol. 116, pp. 84–87, Oct. 1959.
38. R. S. Fyath and J. J. O'Reilly, "Performance degradation of APD-optical receivers due to dark current generated within the multiplication region," *J. Lightwave Tech.*, vol. 7, pp. 62–67, Jan. 1989.
39. S. D. Personick, "Statistics of a general class of avalanche detectors with applications to optical communications," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 50, pp. 3075–3096, Dec. 1971.
40. R. J. McIntyre, "The distribution of gains in uniformly multiplying avalanche photodiodes: Theory," *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. ED-19, pp. 703–713, June 1972.
41. J. Conradi, "The distribution of gains in uniformly multiplying avalanche photodiodes:

Experimental," *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. ED-19, pp. 713–718, June 1972.

42. J. N. Haralson II, J. W. Parks, K. F. Brennan, W. Clark, and L. E. Tarof, "Numerical simulation of avalanche breakdown within InP–InGaAs SAGCM standoff avalanche photodiodes," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 2137–2140, Nov. 1997.
43. H. Nie, K. A. Anselm, C. Lenox, P. Yuan, C. Hu, G. Kinsey, B. G. Streetman, and J. C. Campbell, "Resonant-cavity separate absorption, charge and multiplication APDs with high-speed and high gain-bandwidth product," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 10, pp. 409–411, Mar. 1998.
44. T. Mikawa, S. Kagawa, T. Kaneda, Y. Toyama, and O. Mikami, "Crystal orientation dependence of ionization rates in germanium," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 37, pp. 387–389, Aug. 1980.
45. C. R. Crowell and S. M. Sze, "Temperature dependence of avalanche multiplication in semiconductors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 9, pp. 242–244, Sept. 1966.
46. J. Conradi, "Temperature effects in silicon avalanche photodiodes," *Solid State Electron.*, vol. 17, pp. 99–106, Jan. 1974.
47. S. L. Miller, "Avalanche breakdown in germanium," *Phys. Rev.*, vol. 99, pp. 1234–1241, Aug. 1955.
48. M. S. Tyagi, "Zener and avalanche breakdown in silicon alloyed *p–n* junction," *Solid State Electron.*, vol. 11, pp. 99–115, Feb. 1968.
49. N. Susa, H. Nakagome, H. Ando, and H. Kanbe, "Characteristics in InGaAs/InP avalanche photodiodes with separated absorption and multiplication regions," *IEEE J. Quantum Electron*, vol. QE-17, pp. 243–250, Feb. 1981.

第7章　光接收机

前面一章讨论了光电二极管的工作原理及特性，本章将转而关注光接收机。光接收机是由光检测器、放大器和信号处理电路组成的。它的任务是把光纤中传来的光信号转换为电信号，然后再将其放大，以便后面的电路对其进行处理。

在这些过程中，不可避免地会带来各种噪声和信号失真，它们将导致接收机信号的解调错误。正如前面一章所述，光检测器产生的电流通常很小，而且还会受到与光检测过程中产生的随机噪声的影响。当光电二极管输出的电信号被放大时，放大器电路上的附加噪声将进一步使信号劣化。由于接收机电路中的噪声源，使得信号一般都有一个能正确处理的最低限，因此光接收机设计中对噪声的考虑显得尤为重要。

设计接收机时，有必要先建立各种接收单元的数学模型并分析其性能。这些模型必须考虑加在各级电路上的信号失真和噪声，说明设计者选择哪些元器件可以得到理想的接收机特性。

评判数字通信系统性能的最有意义的标准是平均误码率。在模拟系统中，保真度标准通常使用峰值的信号－均方根噪声比来衡量。数字光通信系统接收机的误码率计算不同于传统的电子系统，这是因为光信号的离散量子特性以及雪崩光电二极管增益过程中的统计特性。许多学者[1-8]运用不同的数值方法来推导接收机性能的近似结果。在推导的过程中，要在分析的简单性和近似的准确性上取得折衷。对光接收机设计的一般的回顾和概念在参考文献9～18中给出。

在这一章里，我们将首先考查数字信号在接收机中所经过的路径和在每一级中所发生的情况，并由此得出光接收机的不同单元的基本工作特性。随后7.2节将概括讲述在考虑信噪比的基础上确定数字接收机误码率或误码概率的基本概率方法。这一部分的详细数学推导过程将在7.3节中给出。这些推导过程和7.4节中对接收机前置放大器所进行的较深奥的分析可以跳过去不读，这并不会影响本章的连贯性，我们在这些小节上标有星号（*）。最后，在7.5节讨论了模拟接收机，它在许多应用中起到了重要的作用，比如微波和卫星通信链路的延伸、CATV、视频传输系统等。

7.1　接收机工作的基本原理

光接收机的设计比光发送机的设计要复杂得多，这是因为接收机必需首先检测到微弱的失真信号，然后根据这个放大的失真信号来判断所传输数据的类型。为了了解光接收机的功能，首先来考查一下信号通过图7.1所示的光数据链路时所发生的现象，由于多数光纤通信系统都使用两电平的二进制信号，所以分析接收机特性时我们也先使用这样的信号模型。模拟接收机在随后的7.5节讨论。

7.1.1　数字信号传输

典型的光纤数字传输链路如图7.1所示。传输信号是一个两电平的二进制数据流，在持续时间为T_b的时隙内不是0就是1，这个时隙称为一个比特周期。在电域中，对于给定的数字信息有许多种发送方法[19-21]，其中一个最简单的（但并不是最有效的）发送二进制码的方法是幅移键控，即对一个二值电压进行开或关的切换。所得到的信号波形由两个幅度分别为V和零的电压脉冲组成，幅

度为V的电压脉冲对应于二进制码中的信号1，幅度为零的值则对应于二进制码中的信号0。对于不同的应用码型，信号1可以填满或不填满时隙T_b。为了简单起见，这里假设发送一个1码时，有一个持续时间为T_b的电压脉冲；而对应于0码，电压保持在零值。更有效的传输码型将在第8章给出。

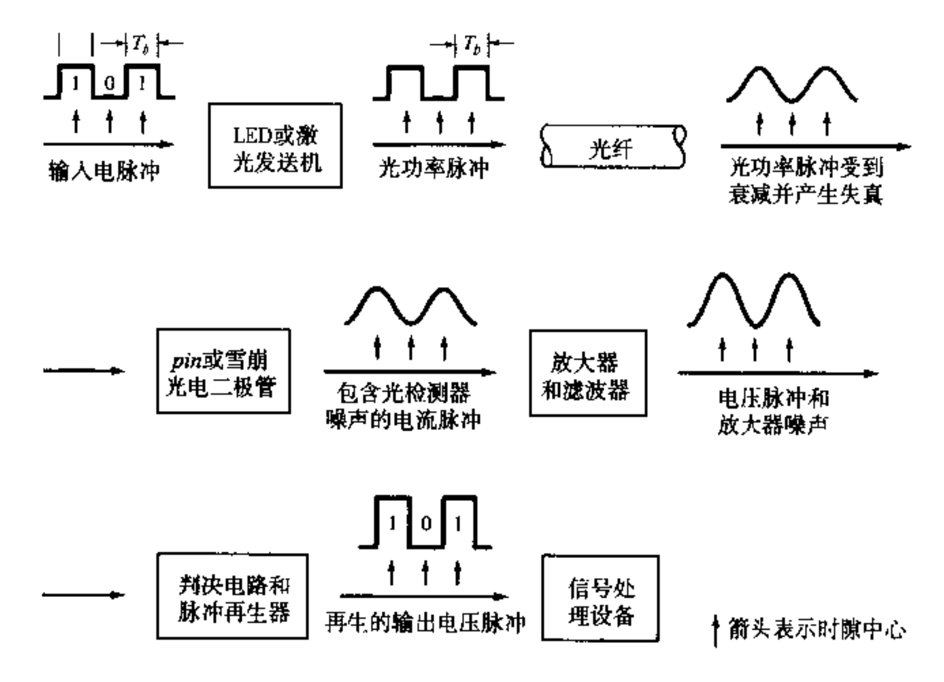


图7.1 通过光数据链路的信号路径（经允许复制于Personiek et al.,[4]© 1997，IEEE）

光发送机的功能是把一个电信号转换成一个光信号。如第4章所述，电流$i(t)$可以用来直接调制光源（无论是LED还是半导体激光器），以产生光输出功率$P(t)$。因而，光发送机产生光信号时，持续时间为T_b的光能量脉冲代表1码，没有光发出时代表0码。

从光源耦合到光纤的光信号沿着光纤波导传输时发生衰减和失真，到达接收机时，无论是*pin*还是雪崩光电二极管，都能把光信号重新转换成电信号。在光检测器产生的电信号经过放大和滤波以后，判决电路把每个时隙的信号值和一个特定的参考电压（也就是我们所说的阈值电压）进行比较，如果接收信号值大于阈值，则判定接收到一个1码，如果接收电压小于阈值，则判定接收到了一个0码。

有时候，光电二极管前面会放置一个光放大器，在进行光检测之前对光信号进行放大。这样做的目的是可以抑制由接收机电子线路产生的热噪声所引起的信噪比劣化。和其他的前置器件（例如采用雪崩光电二极管或采用光外差检测器）相比，光前置放大器可以提供更高的增益和更宽的带宽，但是这种过程也会给光信号带来附加噪声。第11章将讲述光放大器和它们对系统性能的影响。

7.1.2 误码源

信号检测系统的各种噪声和干扰会引起检测误码，如图7.2所示。术语"噪声"习惯上描述的是电信号中不需要的部分，这些因素干扰了物理系统中信号的传输和处理，而且是难于控制的。噪声源既可以在系统的外部（例如大气噪声、设备引起的噪声），也可以在系统的内部。这里主要应注意内部噪声，它们存在于每一个通信系统中，代表了信号传输和检测的基本限制。这种噪声是由电路中电流和电压的自发起伏引起的，这种自发起伏中最常见的两个例子是散弹噪声和热噪声。电子器件中的散弹噪声来源于器件中电流的离散性，而热噪声则源于导体中电子的无规则运动。在参

考文献21中可以得到有关电噪声的详细讨论。

在第6章讨论过，信号光的随机到达率使得光检测器产生量子（或散弹）噪声。由于这种噪声的大小取决于人射信号光功率值，因而对输入光功率较大的*pin*接收机和雪崩光电二极管接收机来说就特别重要。当使用雪崩光电二极管时，倍增过程的随机特性产生附加散弹噪声，它随着雪崩增益M的增加而增加。附加的光检测器噪声来自暗电流和漏电流，这些因素和光电二极管的人射光无关，并且可以通过合理的器件选择而使它们和其他噪声相比变得很小。

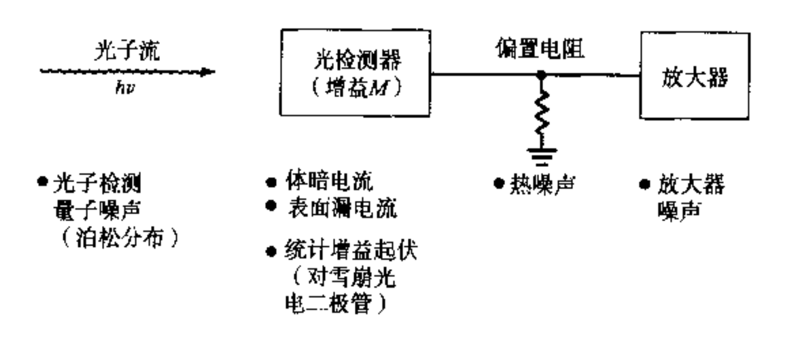


图7.2　光脉冲检测机制中的噪声源和干扰

当使用具有低信噪比的*pin*光电二极管时，检测器负载电阻和放大器电路引起的热噪声成为主要噪声。当雪崩光电二极管应用在低光信号输入时，通过对热噪声和与增益相关的量子噪声的折衷设计，可以得到最佳的雪崩增益。

由于热噪声具有高斯特性，因此可以很容易地使用典型技术处理这种噪声，有关这一问题将在7.3节中讲述。噪声和误码概率的分析是非常复杂的，因为这既与初级光电流的产生有关，同时还和雪崩倍增有关，而这两个过程都不是高斯过程。光电二极管产生初级光电流是一个时变的泊松过程，这是由到达检测器的光子数的随机性造成的。假如检测器受到光信号$P(t)$的照射，则在时间间隔τ内产生的电子－空穴对的平均值$\overline{N}$为：

$$\overline{N}=\frac{\eta}{h\nu}\int_0^\tau P(t)dt=\frac{\eta E}{h\nu} \tag{7.1}$$

等式中η是检测器的量子效率，$h\nu$是光子能量，E是时间间隔τ内所接收到的光能量。实际到达的电子－空穴对的值n是相对于平均值产生起伏的泊松分布，即：

$$P_r(n)=\overline{N}^n\frac{e^{-\overline{N}}}{n!} \tag{7.2}$$

等式中$P_r(n)$是在时间间隔τ内发射n个电子的概率。对于检测器上人射的光功率，不可能事先确定能产生多少个电子－空穴对，这是散弹噪声中量子噪声产生的原因。雪崩倍增过程的随机特性还会产生另一种类型的散弹噪声，让我们回忆一下第6章的论述，对于一个平均雪崩增益为M且电离速率比为k的检测器，电子注人的过剩噪声因子$F(M)$为：

$$F(M)=kM+\left(2-\frac{1}{M}\right)(1-k)$$

这个公式经常使用指数表达式来近似，即：

$$F(M) \simeq M^x \tag{7.3}$$

等式中指数 x 的值，根据所使用的光电二极管材料可以在0到1.0范围内取值。

误码来源进一步可归因于码间串扰（ISI），码间串扰是由于光纤中的脉冲展宽引起的。当脉冲在给定时隙内传输时，大部分脉冲能量在接收端都能到达相应的时隙内，如图7.3所示。但是，在脉冲沿着光纤传输的过程中，由于光纤色散导致脉冲展宽，渐渐地就有传输能量由于展宽而进入了相邻的时隙内。这种能量进入相邻时隙的现象形成了串扰信号，因此称为码间串扰。在图7.3中，保留在正确时隙内的光能量部分记为 γ，那么由于展宽而进入相邻时隙的能量就是 $1-\gamma$，7.3节中将详细讨论ISI对系统性能的影响。

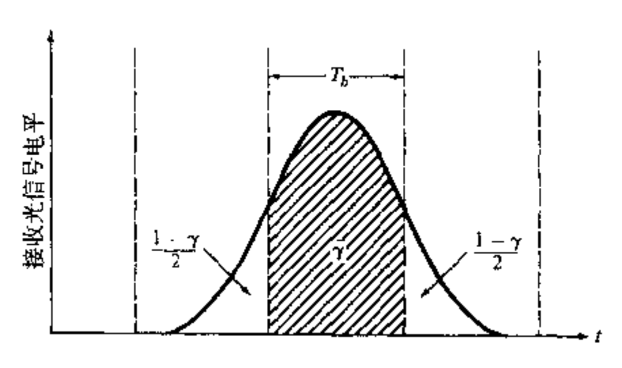


图7.3 光信号的脉冲展宽导致的码间串扰

7.1.3 接收机结构

图7.4所示是一个典型的光接收机的示意图。接收机的三个基本部分是光检测器、放大器和均衡器。光检测器既可以是平均增益为 M 的雪崩光电二极管，也可以是 M=1的 pin 光电二极管。光电二极管的量子效率为 η，电容为 C_d，检测器偏置电阻的阻值为 R_b，它产生的热噪声电流为 $i_b(t)$。

放大器的输入阻抗可以用一个电阻 R_a 和一个电容 C_a 的并联来表示。加在这个阻抗上的电压形成放大器的输出电流，这种放大器功能可以使用压控电流源来表示，以跨导 g_m（单位为A/V，或称为西门子）来表征。有两种形式的放大器噪声源，其中输入噪声电流源 $i_a(t)$ 是放大器输入电阻 R_a 的热噪声，而输入噪声电压源 $e_a(t)$ 代表了放大器通道的热噪声。这些噪声假定具有高斯统计特性，其频谱是平坦的（称为白噪声），而且为不相关的（统计独立的）。因此这些噪声可以完全使用它们的噪声谱密度[19] S_I 和 S_E 来表示（见附录E）。

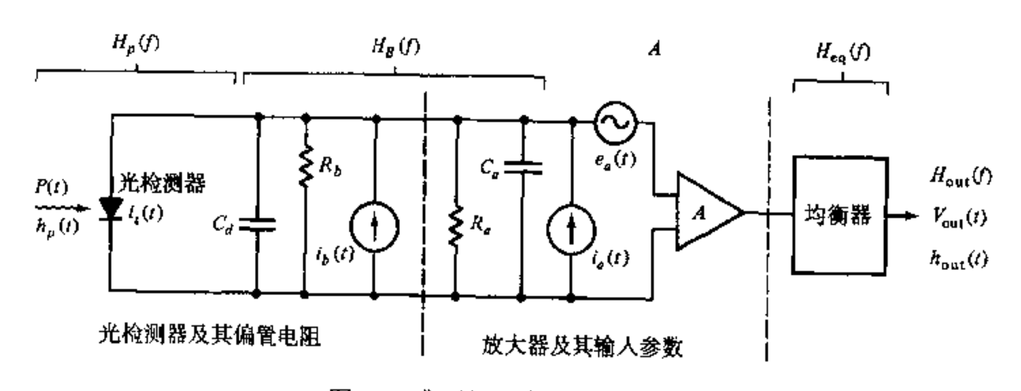


图7.4 典型的光接收机的示意图

放大器后面的均衡器通常是一个线性的频率整形滤波器，用来减轻信号失真和码间串扰的影

响。理想情况下，均衡器接收发送机、传输介质和接收机的组合频率响应，并把它转换为适合后面信号处理电路的信号响应。但有时，均衡器只能用来纠正光检测器和放大器的电域频率响应。

为了说明发送机发出的方波到达接收端时波形变圆和失真的情况，入射到光检测器上的二进制数字脉冲序列可以描述为：

$$P(t)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}b_n h_p(t-nT_b) \tag{7.4}$$

等式中，$P(t)$是接收光功率，T_b是比特周期，b_n是代表第n位信息的振幅参数，$h_p(t)$是接收脉冲的波形、它对所有时间t均为正。二进制数据参数b_n可以取两个值b_{on}和b_{off}，分别对应于二进制信号1和0。如果让非负的光检测器输入脉冲$h_p(t)$归一化：

$$\int_{-\infty}^{\infty}h_p(t)dt=1 \tag{7.5}$$

则b_n就代表了第n个脉冲的能量。

由（7.4）式给出的脉冲序列导致光电二极管在时间t的平均输出电流为（忽略暗电流噪声的直流部分）：

$$\langle i(t)\rangle=\frac{\eta q}{h\nu}MP(t)=\Re_0 M\sum_{n=-\infty}^{\infty}b_n h_p(t-nT_b) \tag{7.6}$$

其中$\Re_0=\eta q/h\nu$是由（6.6）式定义的光电二极管响应度。然后这个电流经过放大和滤波，在均衡器输出端产生一个平均电压。

7.1.4 傅里叶变换表示*

为了求得均衡器的输出电压，需要使用傅里叶变换方法，在这里对其做一个简单的描述。均衡器输出电压的平均值由电流和放大器脉冲响应的卷积给出（见附录E）：

$$\begin{aligned}\langle v_{out}(t)\rangle&=A\Re_0 MP(t)*h_B(t)*h_{eq}(t)\\&=\Re_0 GP(t)*h_B(t)*h_{eq}(t)\end{aligned} \tag{7.7}$$

等式中，A是放大器增益，为简单起见定义$G=AM$，$h_B(t)$是偏置电路的脉冲响应，$h_{eq}(t)$是均衡器的脉冲响应，符号*代表卷积。

由图7.4可以看出，$h_B(t)$由偏置电路传输函数$H_B(f)$的傅里叶反变换给出：

$$h_B(t)=F^{-1}[H_B(f)]=\int_{-\infty}^{\infty}-H_B(f)e^{j2\pi ft}df \tag{7.8}$$

其中F代表傅里叶变换运算。偏置电流传输函数$H_B(f)$可以简单地表示为R_b、R_a、C_d和C_a的并联阻抗，即：

$$H_B(f)=\frac{1}{1/R+j2\pi fC} \tag{7.9}$$

其中：

$$\frac{1}{R}=\frac{1}{R_a}+\frac{1}{R_b} \tag{7.10}$$

以及

$$C=C_a+C_d \tag{7.11}$$

与（7.4）式相似，均衡器输出的平均电压可以写成：

$$\langle v_{\text{out}}(t)\rangle=\sum_{n=-\infty}^{\infty}b_n h_{\text{out}}(t-nT_b) \tag{7.12}$$

其中：

$$h_{\text{out}}(t)=\Re_0 G h_p(t)*h_B(t)*h_{\text{eq}}(t) \tag{7.13}$$

是单个脉冲经过放大和滤波后的波形。（7.13）式的傅里叶变换可以写成[19]（见附录E）：

$$H_{\text{out}}(f)=\int_{-\infty}^{\infty}h_{\text{out}}(t)e^{-j2\pi ft}dt=\Re_0 G H_p(f)H_B(f)H_{\text{eq}}(f) \tag{7.14}$$

等式中，$H_p(f)$是接收脉冲波形$h_p(t)$的傅里叶变换，$H_{\text{eq}}(f)$是均衡器传输函数的傅里叶变换。

7.2 数字接收机性能

在数字接收机中，来自均衡器的经过放大和滤波后的信号在每一个时隙内都会和一个阈值进行比较，以判断在该时隙内光检测器中是否有脉冲出现。理想情况下，对于1码，输出信号$v_{\text{out}}(t)$总是会超过门限电压，而无脉冲发送时（0码），$v_{\text{out}}(t)$总是小于阈值。但在实际系统中，$v_{\text{out}}(t)$相对于平均值会有偏差，这是由于各种噪声、码间串扰和0脉冲时刻光源并不完全无光等因素造成的。

7.2.1 误码概率

在实际应用中，测量数字数据流的误码概率有许多种标准方法[22]。其中一种常用的方法是在一定的时间间隔t内，区分发生差错的脉冲数N_e和在这个时间间隔内传输的总脉冲（1或0）数N_t，这种概率也称为误码率或误比特速率，通常简写为BER，因此有：

$$\text{BER}=\frac{N_e}{N_t}=\frac{N_e}{Bt} \tag{7.15}$$

其中$B=1/T_b$是比特速率（也就是脉冲传输速率）。误码率以一个数字表示，比如10^{-9}，它代表平均每发送十亿个脉冲有一个误码出现。光纤电信系统的典型误码率范围是10^{-9}到10^{-12}，这个误码率取决于接收机的信噪比（信号功率和噪声功率的比）。给定系统误码率时，由于接收机的噪声电平，使得在光检测器上的光信号功率有一个最低限。

为了计算接收机误比特速率，必须首先知道均衡器输出端信号的概率分布[23]。了解此时信号的概率分布非常重要，因为这样就可以确定发送了一个1还是一个0。两种信号的概率分布形状如图

7.5所示，由此可以得到：

$$P_1(v)=\int_{-\infty}^{v}p(y|1)dy \tag{7.16}$$

这是当发送一个逻辑1脉冲时均衡器输出电压小于v的概率，而

$$P_0(v)=\int_{v}^{\infty}p(y|0)dy \tag{7.17}$$

是当发送一个逻辑0而均衡器输出电压大于v的概率。注意在图7.5中两种概率分布图是不同的，它表明对逻辑0和逻辑1的噪声大小是不同的。在光纤系统中出现这种现象是因为传输质量的降低（比如色散、光放大器噪声、非线性失真）、接收机噪声和ISI所引入的信号失真等因素导致的。函数$p(y|1)$和$p(y|0)$是条件概率分布函数[9,23]，即$p(y|x)$是发送x而输出电压为y的概率。

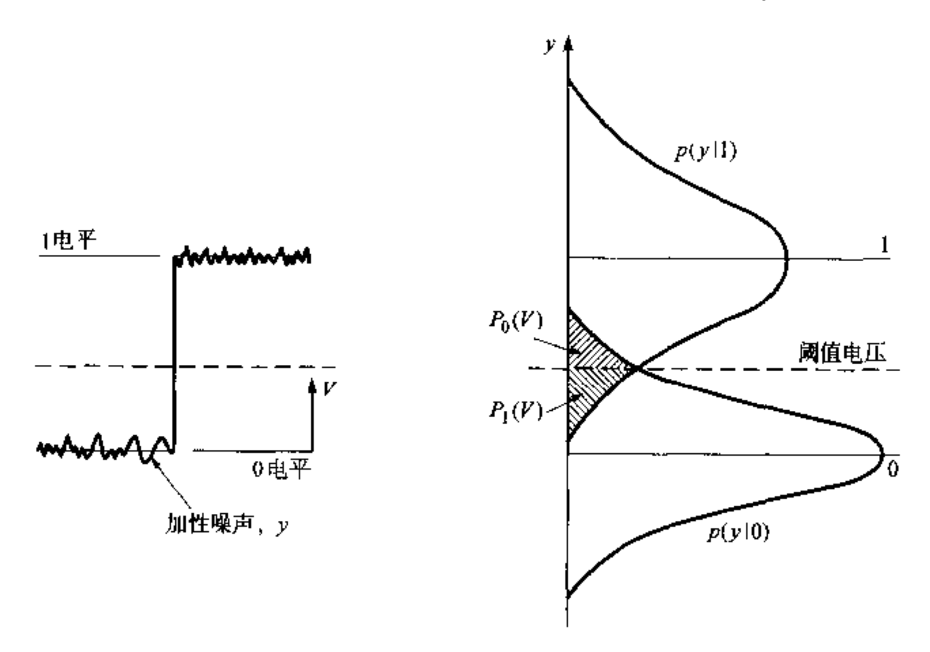


图7.5　逻辑0和逻辑1信号脉冲的接收信号概率分布。两种分布的不同宽度是由于各种信号失真所引起的

如果设阈值电压为v_{th}，则误码概率P_e定义为：

$$P_e=aP_1(v_{th})+bP_0(v_{th}) \tag{7.18}$$

加权因子a和b是先验数据分布确定的，就是说a和b分别是1或0出现的概率。对于非特定的数据，1和0出现的概率是相同的，也就是$a=b=0.5$。现在的问题是怎样选择判决阈值，从而可以得到最小的误码概率P_e。

为了计算误码概率，必须知道均方噪声电压$\langle v_N^2\rangle$，在判决时刻该电压叠加在信号电压上。抽样时刻输出电压的统计数据非常复杂，所以确切的计算相当冗长。因此为了计算二进制数字光接收机的特性，经常使用许多不同的近似方法[1-18]。在应用这些近似方法时，不得不在计算的简单性和结果的准确性之间进行折衷选择。最简单的方法是高斯近似，这种方法假设输入光脉冲的序列已知，均衡器输出电压$v_{out}(t)$是高斯随机变量。因此计算误码概率只需知道$v_{out}(t)$的均值和标准差。其他近似计算方法更为复杂[4-6,16-18]，在这里不一一讨论。

假设信号s（既可以是噪声干扰也可以是承载信息的信号）具有均值为m的高斯概率分布函数。如果在任意时间t_1对信号电压$s(t)$进行抽样，抽样信号$s(t_1)$落在s到$s+ds$内的概率由下式给出：

$$f(s)ds = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-(s-m)^2/2\sigma^2} ds \tag{7.19}$$

其中$f(s)$是概率密度函数，σ^2是噪声方差，它的平方根σ是标准偏差，即概率分布宽度的量度。考查（7.19）式可以看出，数值$2\sqrt{2}\sigma$代表了概率分布值是幅度为最大值的$1/e$时的全宽。

现在可以利用概率密度函数来计算具有幅度V的1脉冲数据流的误码概率。如图7.6所示，1脉冲的高斯输出的均值和方差分别是b_{on}和σ_{on}^2，0脉冲的高斯输出的均值和方差分别是b_{off}和σ_{off}^2。先考虑发送0脉冲时的情况，解码时刻应该没有脉冲存在，这时的误码概率是噪声值超过了阈值v_{th}误判为1的概率。这个概率$P_0(v)$是均衡器输出电压$v(t)$落入到v_{th}至∞的机会。运用（7.17）式和（7.19）式，可以有：

$$\begin{aligned} P_0(v_{th}) &= \int_{v_{th}}^{\infty} p(y|0)dy = \int_{v_{th}}^{\infty} f_0(y)dy \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{off}} \int_{v_{th}}^{\infty} \exp\left[-\frac{(v-b_{off})^2}{2\sigma_{off}^2}\right] dv \end{aligned} \tag{7.20}$$

其中下标0表示出现一个0比特。

类似地，也可以得到发送1码时被均衡器输出解调电路误判为0的概率。这个误码概率是抽样的信号加噪声（signal-pulse-noise）脉冲落在阈值v_{th}以下的概率。根据（7.16）式和（7.19）式，可以很简便地得出此概率为：

$$\begin{aligned} P_1(v_{th}) &= \int_{-\infty}^{v_{th}} p(y|1)dy = \int_{-\infty}^{v_{th}} f_1(v)dv \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{on}} \int_{-\infty}^{v_{th}} \exp\left[-\frac{(b_{on}-v)^2}{2\sigma_{on}^2}\right] dv \end{aligned} \tag{7.21}$$

其中下标1代表出现一个1比特。

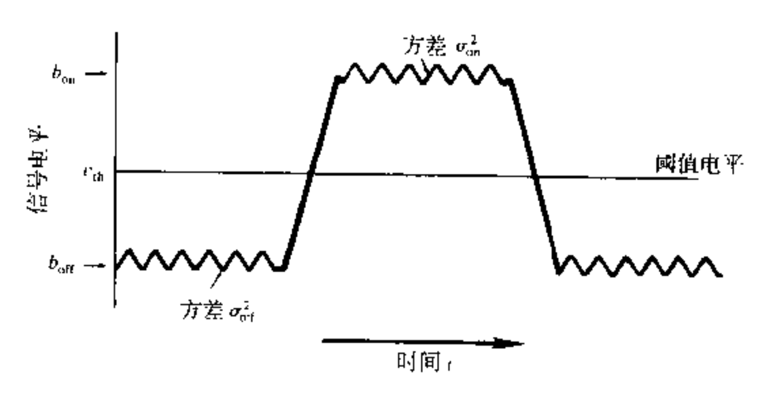


图7.6　二进制信号对开和关信号电平显示出的高斯噪声统计特性

如果假设0和1的发送概率相同，运用（7.20）式和（7.21）式，则由（7.18）式给出的误码率（BER）或误码概率P_e可以表示为：

$$\mathrm{BER} = P_e(Q) = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\int_{Q/\sqrt{2}}^{\infty} e^{-x^2}dx$$
$$= \frac{1}{2}\left[1-\mathrm{erf}\left(\frac{Q}{\sqrt{2}}\right)\right] \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\frac{e^{-Q^2/2}}{Q} \tag{7.22}$$

最后的近似表达式是由 erf(x)的渐近展开式得到的，这里的参数 Q 定义为：

$$Q = \frac{v_{\mathrm{th}} - b_{\mathrm{off}}}{\sigma_{\mathrm{off}}} = \frac{b_{\mathrm{on}} - v_{\mathrm{th}}}{\sigma_{\mathrm{on}}} \tag{7.23}$$

以及

$$\mathrm{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x e^{-y^2}dy \tag{7.24}$$

这是误差函数，在很多数学手册上都可以查表得到相应的值[24]。

因子 Q 广泛地用来说明接收机的特性，因为它和特定误码率下的信噪比相关[25]。需要特别说明的是在光纤通信系统中，对于接收到的逻辑0和逻辑1，一般情况下噪声功率的方差是不同的。图7.7显示了 BER 随着 Q 变化的情况。（7.22）式给出的 P_e 的近似值在图 7.7 中用虚线画出，对于 $Q \approx 3$，误差小于 1%，当 Q 增加时误差更小。通常所用的 Q 值为 6，因为与之对应的误码率是 10^{-9}。

现在来考虑 $\sigma_{\mathrm{off}}=\sigma_{\mathrm{on}}=\sigma$ 且 $b_{\mathrm{off}}=0$，因而 $b_{\mathrm{on}}=V$ 的特殊情况。根据（7.23）式，得到阈值电压为 $v_{\mathrm{th}}=V/2$，由此得到 $Q=V/2\sigma$。由于 σ 通常称为根噪声，因此比值 V/σ 也就是峰值均方根信噪比。在这种情况下，（7.22）式变为：

$$P_e(\sigma_{\mathrm{on}} = \sigma_{\mathrm{off}}) = \frac{1}{2}\left[1-\mathrm{erf}\left(\frac{V}{2\sqrt{2}\sigma}\right)\right] \tag{7.25}$$

对 $P_e = 10^{-9}$, $Q = 5.99781$

图 7.7　BER(P_e)和因子 Q 的关系曲线。由（7.22）式得到的近似值由虚线标出

例 7.1　图 7.8 所示为由（7.25）式确定的 BER 与信噪比的函数关系曲线，下面分析一下两种传输速率的情况。

(a) 信噪比为 8.5（18.6 dB）时，$P_e=10^{-5}$。如果这是一个速率为 1.544 Mb/s 的标准 DS1 电话的接收信号电平值，那么这个 BER 导致每 0.065 秒有一位误码，这是非常不理想的。但是通过增加信号功率使 $V/\sigma=12.0$（21.6 dB），BER 就会降到 10^{-9}。对于 DS1，表示每 650 秒（或 11 分钟）才有一位误码，通常这是可以容忍的。

(b) 对于高速 SONET 链路，OC-12 速率是 622 Mb/s，要求 BER 为 10^{-11} 或 10^{-12}，这就表示至少要求 $V/\sigma=13.0$（22.3 dB）。

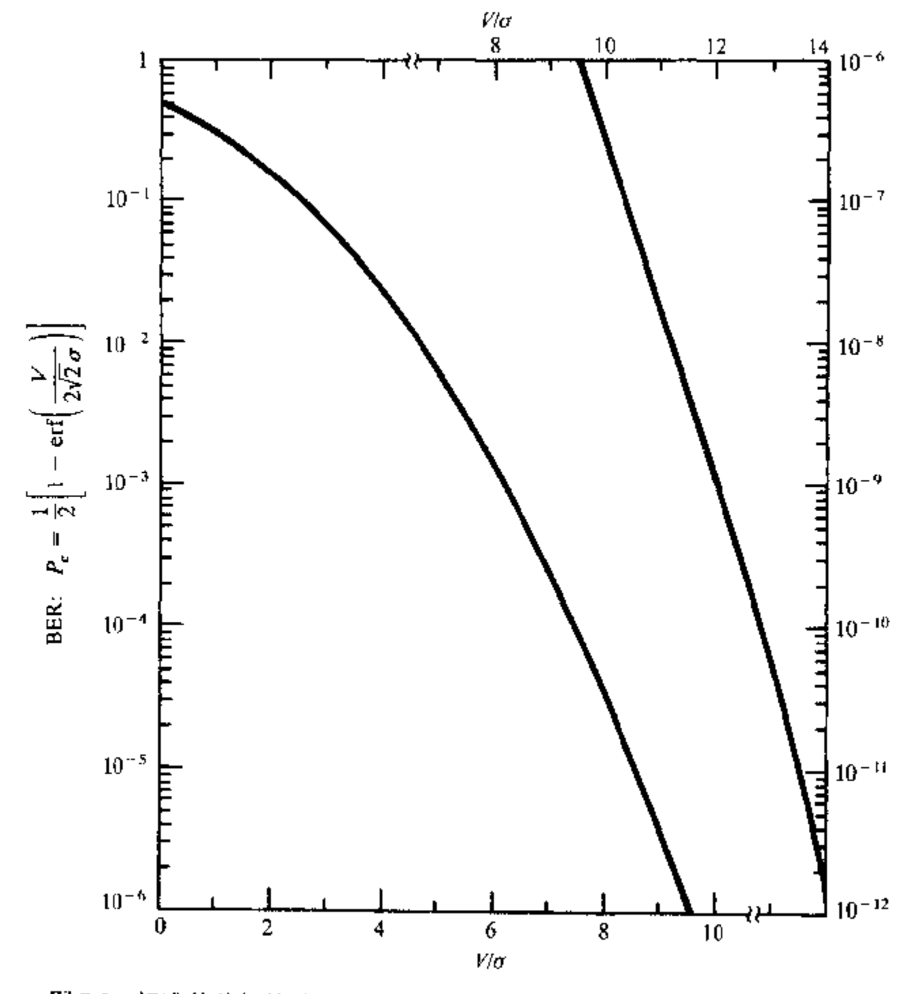


图 7.8　标准偏差相等（$\sigma_{off}=\sigma_{on}$）且 $b_{off}=0$ 时，误码率和信噪比的关系曲线

例 7.1 表明了误码率和信噪比的指数函数关系。其中可以发现，将 V/σ 增加 $\sqrt{2}$ 倍，就会使 S/N 加倍（增加 3 dB），BER 降低 10^4 倍，因此在不能接受的高误码率出现时到可以容忍的误码率出现之间有一个很窄的信噪比范围，这种转变发生时的信噪比称为阈值电平。通常，为了保证系统特性，传输链路的设计中留有 3～6 dB 的富余度，这样当系统参数，比如发送功率、传输衰减、噪声等随时间变化时不会超出这个阈值。

为了简单起见，在 7.3 节的分析中首先假设发送 0 码时的光功率完全为 0。实际上，由于光源

在任何时候都加有一定的偏置电流，所以在基带二进制信号的0时隙中通常都有一定的光信号。正如第4章介绍的，这样做是为了提高光源的响应速度、在0时隙的非零偏置导致消光比ϵ不为0，这里ϵ定义为0脉冲时的光功率和1脉冲时的光功率之比。由此带来的影响是导致接收机灵敏度的功率损伤（见7.3.5节，其中图7.16给出了在$\epsilon \neq 0$时的功率损伤）。

7.2.2 量子极限

设计光通信系统时，了解基本的物理限制对系统特性的影响是很有用的。让我们看一下在光检测过程中有什么样的限制。假设有一个理想的光检测器，其量子效率为1，而且没有暗电流，也就是没有光脉冲时就没有电子－空穴对产生。给定这个条件，就可以得到数字系统中对于特定误码率时所要求的最小接收光功率，这个最小接收功率值就是所谓的量子极限。因为假定所有系统参数都是理想的，所以系统性能就仅仅受限于光检测过程的统计特性。

假设在时间段τ内有一个能量为E的光脉冲落在光检测器上，如果在光脉冲出现时没有电子－空穴对产生就会被接收机判断为0脉冲。由（7.2）式可知，在时间段τ内发射0个电子的概率为：

$$P_r(0) = e^{-\bar{N}} \tag{7.26}$$

等式中电子－空穴对的平均值$\bar{N}$由（7.1）式给出。因此对于给定的误码概率$P_r(0)$，我们可以得到在特定波长λ时所需要的最小能量E。

例7.2 一个数字光纤链路工作在850 nm时要求最大BER为10^{-9}。

(a) 先求出与光检测器量子效率和入射光子能量有关的量子极限。由（7.26）式可知，误码概率是：

$$P_r(0) = e^{-\bar{N}} = 10^{-9}$$

解出$\bar{N}$，可得，$\bar{N}=9\ln 10=20.7 \simeq 21$。因此，对于这个BER指标，要求每个脉冲平均有21个光子产生。求解（7.1）式，可以得到E，即：

$$E = 20.7\frac{h\nu}{\eta}$$

(b) 对一个传输速率为10 Mb/s的简单二值信号系统，为了达到10^{-9}的BER指标，试求光检测器上的最小入射光功率P_0。如果检测器的量子效率$\eta=1$，则有：

$$E = P_0\tau = 20.7h\nu \approx 20.7\frac{hc}{\lambda}$$

其中$1/\tau$是数据速率B的一半，即$1/\tau=B/2$。（注意这里假设0和1脉冲的个数相等），解出P_0可得：

$$\begin{aligned} P_0 &= 20.7\frac{hcB}{2\lambda} \\ &= \frac{20.7(6.626\times10^{-34}\ \mathrm{J\cdot s})(3.0\times10^{8}\ \mathrm{m/s})(10\times10^{6}\ \mathrm{b/s})}{2(0.85\times10^{-6}\ \mathrm{m})} \end{aligned}$$

$=24.2\ \text{pW}$

或者取参考功率值为 1 mW，则有：

$$P_0=-76.2\ \text{dBm}$$

在实际应用中，大多数接收机的灵敏度都比量子极限要高出20 dB左右，这是由于传输链路中存在着各种非线性失真和噪声影响。此外，当给定量子极限时，必须认真区分峰值功率和平均功率。如果使用平均功率，例7.2中对应于10^{-9} BER指标的量子极限应该仅为每比特10个光子。有时候，文献上引用量子极限时指的是平均功率，但这会带来误解，因为极限一词的真正含义指的是峰值而不是平均值。

7.3 接收机性能的详细计算☆

这一节给出了评价数字接收机性能的详细的数学计算过程。为了讨论的完整性和更好地理解这些内容，7.2节的一些基本公式会在这里重新讨论。

7.3.1 接收机噪声☆

现在我们关注于计算噪声电压，或者等价地计算噪声电流。如果$v_N(t)$是引起$v_{out}(t)$偏离它的平均值的噪声电压，则准确的均衡器输出电压就有如下形式：

$$v_{out}(t)=\langle v_{out}(t)\rangle+v_N(t) \tag{7.27a}$$

图7.4所示的接收机均衡器输出的噪声电压可以表示为：

$$v_N^2(t)=v_{shot}^2(t)+v_R^2(t)+v_I^2(t)+v_E^2(t) \tag{7.27b}$$

其中$v_{shot}(t)$是量子（或散弹）噪声电压，它是光检测器产生泊松特性的随机倍增光电流$i_s(t)$时引入的：

$v_R(t)$是和偏置电阻R_b相关的热（或Johnson）噪声电压
$v_I(t)$来自放大器输入噪声电流源$i_a(t)$
$v_E(t)$来自放大器输入噪声电压源$e_a(t)$

假设放大器噪声源是相互独立的，而且服从高斯统计特性，则放大器的电流噪声源和电压噪声源分别呈并联噪声电流和串联噪声电压。

在这里我们感兴趣的是均方噪声电压$\langle v_N^2\rangle$，它由下式给出：

$$\begin{aligned}\langle v_N^2\rangle&=\left\langle\left[v_{out}(t)-\langle v_{out}(t)\rangle\right]^2\right\rangle\\&=\langle v_{out}^2(t)\rangle-\langle v_{out}(t)\rangle^2\\&=\langle v_{shot}^2(t)\rangle+\langle v_R^2(t)\rangle+\langle v_I^2(t)\rangle+\langle v_E^2(t)\rangle\end{aligned} \tag{7.28}$$

首先计算均衡器输出端的热噪声，也就是（7.28）式的最后三项。负载电阻R_b的热噪声是[19]：

$$\langle v_R^2(t)\rangle = \frac{4k_BT}{R_b}B_{bae}R^2A^2 \tag{7.29}$$

等式中，k_BT 是玻耳兹曼常数与绝对温度(T)的乘积，R 由（7.10）式给出，A 是放大器增益，B_{bae} 是偏置电路、放大器和均衡器的正频率部分的噪声等效带宽[19]，即：

$$\begin{aligned}B_{bae} &= \frac{1}{\left|H_B(0)H_{eq}(0)\right|^2}\int_0^\infty \left|H_B(f)H_{eq}(f)\right|^2 df \\ &= \frac{1}{\left|H_{out}(0)H_p(0)\right|^2}\int_0^\infty \left|\frac{H_{out}(f)}{H_p(f)}\right|^2 df\end{aligned} \tag{7.30}$$

在得到最后一个等式时使用了（7.14）式。

由于假设了由放大器输入噪声电流源$i_a(t)$和放大器输入噪声电压源$e_a(t)$引入的热噪声是独立的且服从高斯分布，则它们的特性就可以完全用其谱密度函数来表示[19]，因此有：

$$\langle v_I^2(t)\rangle = S_IB_{bae}R^2A^2 \tag{7.31}$$

和

$$\langle v_E^2(t)\rangle = S_EB_eA^2 \tag{7.32}$$

其中 S_I 是放大器输入噪声电流源的谱密度（单位是 A^2/Hz），S_E 是放大器输入噪声电压源的谱密度（单位是 V^2/Hz），以及：

$$\begin{aligned}B_e &= \frac{1}{\left|H_{eq}(0)\right|^2}\int_0^\infty \left|H_{eq}(f)\right|^2 df \\ &= \frac{R^2}{\left|H_{out}(0)H_p(0)\right|^2}\int_0^\infty \left|\frac{H_{out}(f)}{H_p(f)}\left(\frac{1}{R}+j2\pi fC\right)\right|^2 df\end{aligned} \tag{7.33}$$

B_e 是均衡器的等效噪声带宽，在得到最后一个等式时也运用了（7.14）式。噪声的谱密度函数在7.4节还将进一步讨论。

7.3.2 散弹噪声☆

光检测过程和雪崩倍增噪声的非高斯特性使得散弹噪声 $\langle v_s^2(t)\rangle$ 分析起来比热噪声要困难得多。Personick[1] 完成了一个详细的分析算法，用来计算比特时隙内时变的散弹噪声，由此可以得到均衡器输出的散弹噪声的准确估算，但是计算过程极为困难。

后来 Smith 和 Garrett[8] 提出了 Personick 表达式的一个简化形式，他们将判决时刻的均方散弹噪声电压 $\langle v_{shot}^2(t)\rangle$ 与比特时隙 T_b 内的平均归一化增益光电流 $\langle i_0\rangle$ 相联系[11,21]，即：

$$\langle v_{shot}^2(t)\rangle = 2q\langle i_0\rangle\langle m^2\rangle B_{bae}R^2A^2 \tag{7.34}$$

等式中，$\langle m^2\rangle$ 是均方值雪崩增益（见（6.32）式），可以假定取 M^{2+x} 的形式，其中 $0<x\leqslant 1.0$。其他项

在（7.29）式中已有定义。因子2的出现是因为穿越光导通道时，载流子的产生和复合对噪声的产生具有同样的作用。

现在来计算在特定比特时隙内判决时刻的$\langle i_0 \rangle$。为此我们不仅要考虑在这个特定比特时隙内的脉冲所产生的散弹噪声，而且要考虑叠加到这个时段内的所有其他脉冲产生的噪声。因此一个时隙内的散弹噪声取决于接收脉冲的波形（比如有多少脉冲因展宽而延伸到了相邻时隙，如图7.3所示）和数据序列（数据流中1和0脉冲的分布）。散弹噪声在任何时隙出现的最坏情况也就是所有相邻的脉冲都是1，由此产生码间串扰的最大值。在这种情况下，一个1脉冲在时间间隔T_b内的平均归一化增益光电流是：

$$\begin{aligned}\langle i_0 \rangle_1 &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\eta q}{h\nu} b_{\rm on} \frac{1}{T_b} \int_{-T_b/2}^{T_b/2} h_p(t-nT_b)dt \\ &= \frac{\eta q}{h\nu} \frac{b_{\rm on}}{T_b} \int_{-\infty}^{\infty} h_p(t)dt = \frac{\eta q}{h\nu} \frac{b_{\rm on}}{T_b}\end{aligned} \tag{7.35}$$

在这里应用了（7.5）式。

对于0脉冲（所有相邻脉冲为1脉冲），假设$b_{\rm off}$=0，则有：

$$\begin{aligned}\langle i_0 \rangle_0 &= \sum_{n\neq 0}^{\infty} \frac{\eta q}{h\nu} b_{\rm on} \frac{1}{T_b} \int_{-T_b/2}^{T_b/2} h_p(t-nT_b)dt \\ &= \frac{\eta q}{h\nu} \frac{b_{\rm on}}{T_b} \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-T_b/2}^{T_b/2} h_p(t-nT_b)dt - \int_{-T_b/2}^{T_b/2} h_p(t)dt \right] \\ &= \frac{\eta q}{h\nu} \frac{b_{\rm on}}{T_b}(1-\gamma)\end{aligned} \tag{7.36}$$

等式中的参数：

$$\gamma = \int_{-T_b/2}^{T_b/2} h_p(t)dt \tag{7.37}$$

是1脉冲在其自己的比特周期内的能量比例，如图7.3的阴影部分所示。因子$1-\gamma$是1脉冲在光纤中传输时扩展到其比特周期以外的能量比例。

现在把（7.35）式和（7.36）式代入到（7.34）式中，就可以分别求出1脉冲和0脉冲在最坏情况下的散弹噪声。

7.3.3 接收机灵敏度计算☆

为了计算光接收机的灵敏度，首先用Personick的表示法来简化噪声电压表达式[1]。假设在抽样时刻nT_b，均衡过的脉冲序列没有码间串扰，如图7.9所示，且在t=0时$h_{\rm out}(t)$的最大值是归一化的，这就说明：

$$\begin{aligned} h_{\rm out}(t=0) &= 1 \\ h_{\rm out}(t=nT_b) &= 0\,,\quad n\neq 0 \end{aligned} \tag{7.38}$$

把这个等式代入（7.12）式，然后由（7.27a）式得到在抽样时刻nT_b的实际均衡器输出电压为：

$$v_{out} = b_n h_{out}(0) + v_N(nT_b) \tag{7.39}$$

这表明噪声 $v_N(t)$取决于时间 t 和所有的 b_n 值。

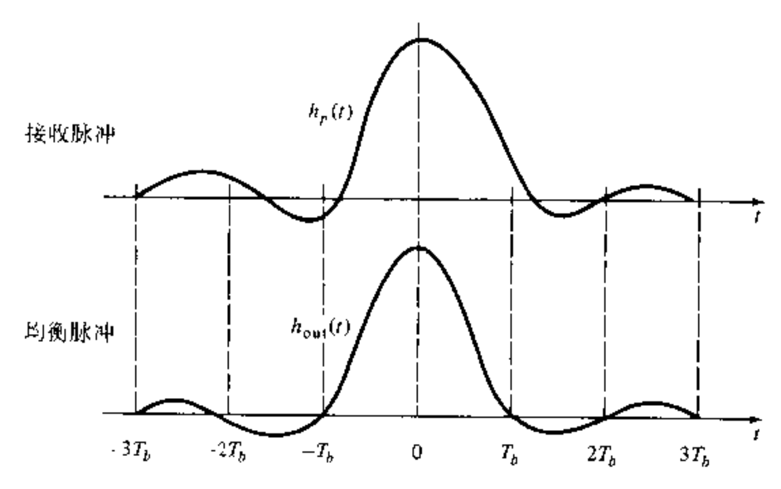


图 7.9　在判决时刻无码间串扰的均衡器输出脉冲

此外，为了使（7.30）式、（7.33）式的带宽积分和比特周期 T_b 无关，引入无量纲的时间变量和频率变量 $\tau=t/T_b$ 和 $\phi=fT_b$，这表示积分数值仅与接收和均衡脉冲波形有关，而与其大小无关。利用这个值，可以把 $h_p(\tau)$和 $h_{out}(\tau)$的傅里叶变换的归一化形式 $H_p'(\phi)$和 $H_{out}'(\phi)$与 $H_p(f)$和 $H_{out}(f)$的关系表示为：

$$\begin{aligned} H_p'(\phi) &= H_p(f) \\ H_{out}'(\phi) &= \frac{1}{T_b} H_{out}(f) \end{aligned} \tag{7.40}$$

于是，归一化的带宽积分为：

$$I_2 = \frac{1}{T_b}\int_0^\infty \left|\frac{H_{out}(f)}{H_p(f)}\right|^2 df = \int_0^\infty \left|\frac{H_{out}'(\phi)}{H_p'(\phi)}\right|^2 d\phi \tag{7.41}$$

和

$$I_3 = \frac{1}{T_b}\int_0^\infty \left|\frac{H_{out}(f)}{H_p(f)}\right|^2 f^2 df = \int_0^\infty \left|\frac{H_{out}'(\phi)}{H_p'(\phi)}\right|^2 \phi^2 d\phi \tag{7.42}$$

把（7.41）式和（7.42）式代入（7.30）式，则带宽积分变为：

$$B_{bae} = \frac{I_2}{T_b} = I_2 B \tag{7.43}$$

和

$$B_e = \frac{I_2}{T_b} + \frac{(2\pi RC)^2}{T_b^3} I_3 = I_2 B + (2\pi RC)^2 I_3 B^3 \tag{7.44}$$

在求得（7.30）式和（7.33）式时，我们分别对$h_p(t)$和$h_{out}(t)$使用了（7.5）式和（7.38）式给出的归一化条件，以便推导出下述关系式，即：

$$H_p(0)=1=H_p'(0) \quad 和 \quad H_{out}(0)=T_b$$

因此有$H_{out}'(0)=1$。

使用B_{bae}和B_e的这些表达式，并且利用（7.29）式、（7.31）式、（7.32）式和（7.34）式，则可将（7.28）式中总的均方噪声电压改写为：

$$\begin{aligned}\langle v_N^2\rangle &= R^2A^2\left(2q\langle i_0\rangle M^{2+x}+\frac{4k_BT}{R_b}+S_I+\frac{S_E}{R^2}\right)I_2B+(2\pi RC)^2A^2S_EI_3B^3\\ &=(qRAB)^2\left(\frac{2\langle i_0\rangle}{q}M^{2+x}T_bI_2+W\right)\end{aligned} \quad (7.45)$$

等式中：

$$W=\frac{1}{q^2B}\left(S_I+\frac{4k_BT}{R_b}+\frac{S_E}{R^2}\right)I_2+\frac{(2\pi C)^2}{q^2}S_EI_3B \quad (7.46)$$

是一个代表接收机热噪声特性的无量纲参数，可以称其为接收机放大器的热噪声特性参数。

由于（7.45）式中的信号和噪声电压的每一项都和电阻R成比例，我们可以把（7.45）式中所有关于输入信号和噪声电流的表示项重新列出，其结果列在表7.1中。

表7.1　光接收机的输入信号和噪声电流

散弹噪声	$\langle i_s^2\rangle=2q\langle i_0\rangle\langle m^2\rangle A^2I_2B$
热噪声	$\langle i_R^2\rangle=\frac{4k_BT}{R_b}A^2I_2B$
并联噪声	$\langle i_I^2\rangle=S_IA^2I_2B$
串联噪声	$\langle i_E^2\rangle=S_EA^2\left[\frac{I_2B}{R^2}+(2\pi C)^2I_3B^3\right]$
总噪声	$\langle i_N^2\rangle=\langle i_s^2\rangle+\langle i_R^2\rangle+\langle i_I^2\rangle+\langle i_E^2\rangle$
	$=A^2\left(2q\langle i_0\rangle\langle m^2\rangle I_2B+q^2WB^2\right)$

现在的任务是在规定的最大误码率指标下求出每个脉冲所需的最小能量。为此，假设输出电压近似为高斯变量，这就是所谓的信噪比近似。虽然散弹噪声具有泊松分布，但进行高斯近似带来的误差很小[7]。1脉冲的均值和方差分别为b_{on}和σ_{on}^2，0脉冲的均值和方差分别为b_{off}和σ_{off}^2，并已标示在图7.6中。变量σ_{on}^2和σ_{off}^2的定义是最坏情况下的$\langle v_N^2\rangle$值，分别把（7.35）式和（7.36）式中的$\langle v_0\rangle$代入（7.34）式，可以得到：

$$\sigma_{on}^2=\left(\frac{hv}{\eta}\right)^2\left(\frac{\eta M^x}{hv}b_{on}I_2+\frac{W}{M^2}\right) \quad (7.47)$$

$$\sigma_{\text{off}}^2 = \left(\frac{hv}{\eta}\right)^2 \left[\frac{\eta M^x}{hv} b_{\text{on}} I_2 (1-\gamma) + \frac{W}{M^2}\right] \tag{7.48}$$

如果设置判决阈值电压 v_{th}，使得0和1有相同的误码概率，并且假设1和0有相同的数目，也就是（7.18）式中的 $a=b=1/2$，于是从（7.16）式和（7.17）式可得：

$$P_0(v_{\text{th}}) = P_1(v_{\text{th}}) = \frac{1}{2} P_e$$

假设均衡器输出为高斯变量，由（7.20）式和（7.21）式给出的误码率（BER）或误码概率为：

$$\begin{aligned} \text{BER} = P_e &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\text{off}}} \int_{v_{\text{th}}}^{\infty} \exp\left[-\frac{(v-b_{\text{off}})^2}{2\sigma_{\text{off}}^2}\right] dv \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\text{on}}} \int_{-\infty}^{v_{\text{th}}} \exp\left[-\frac{-(-v+b_{\text{on}})^2}{2\sigma_{\text{on}}^2}\right] dv \end{aligned} \tag{7.49}$$

引入参数 Q，其定义为：

$$Q = \frac{v_{\text{th}} - b_{\text{off}}}{\sigma_{\text{off}}} = \frac{b_{\text{on}} - v_{\text{th}}}{\sigma_{\text{on}}} \tag{7.50}$$

则（7.49）式变为：

$$\begin{aligned} \text{BER} = P_e(Q) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{Q/\sqrt{2}}^{\infty} e^{-x^2 dx} \\ &= \frac{1}{2}\left[1 - \text{erf}\left(\frac{Q}{\sqrt{2}}\right)\right] \end{aligned} \tag{7.51}$$

其中erf(x)是（7.24）式中定义的误差函数。为了获得相当好的近似，（7.51）式可以近似表示为[26]：

$$P_e(Q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{e^{-Q^2/2}}{Q} \tag{7.52}$$

参数 Q 和要求的误码率指标下的信噪比有关[26]。（7.51）式表明，为了达到所需要的误码率指标，相对于 b_{off} 噪声，阈值电压 v_{th} 必须不低于 b_{off} 加 Q 倍标准偏差；即相对于 b_{on} 噪声，阈值电压 v_{th} 必须不超过 b_{on} 减去 Q 倍标准偏差。

例7.3 当存在小的码间串扰时，γ 很小，因此 $\sigma_{\text{on}}^2 \simeq \sigma_{\text{off}}^2$。然后使 $b_{\text{off}}=0$，从（7.50）式可以得到：

$$Q = \frac{b_{\text{on}}}{2\sigma_{\text{on}}} = \frac{1}{2}\frac{S}{N}$$

这就是信噪比的一半，在这种情况下，$v_{\text{th}}=b_{\text{on}}/2$，因此最佳判决阈值在0和1信号电平值的中间点。

例 7.4 对于误码率指标 10^{-9}，由（7.51）式有：

$$P_e(Q)=10^{-9}=\frac{1}{2}\left[1-\mathrm{erf}\left(\frac{Q}{\sqrt{2}}\right)\right]$$

从图 7.6 中可以有 $Q\simeq 6$（精确值为 Q=5.99781），由此给出信噪比为 12 dB 或 10.8 dB，也就是 $10\log(S/N)=10\lg 12=10.8$。

利用（7.50）式中的表达式，接收机的灵敏度由下式给出：

$$b_{\mathrm{on}}-b_{\mathrm{off}}=Q(\sigma_{\mathrm{on}}+\sigma_{\mathrm{off}}) \tag{7.53}$$

如果 b_{off} 为 0，为了达到给定的误码率指标，每个脉冲所要求的能量使用参数 Q 表示为：

$$b_{\mathrm{on}}=\frac{Q}{M}\frac{h\nu}{\eta}\left\{\left(M^{2+x}\frac{\eta}{h\nu}b_{\mathrm{on}}I_2+W\right)^{1/2}+\left[M^{2+x}\frac{\eta}{h\nu}b_{\mathrm{on}}I_2(1-\gamma)+W\right]^{1/2}\right\} \tag{7.54}$$

现在可以求出雪崩增益的最佳值 M_{opt}，把（7.54）式对 M 求导，并且使 $db_{\mathrm{on}}/dM=0$，经过冗长但是简单的代数计算，可以得到[8]：

$$M_{\mathrm{opt}}^{2+x}b_{\mathrm{on}}=\frac{h\nu}{\eta}\frac{W}{2I_2}\left(\frac{2-\gamma}{1-\gamma}\right)K \tag{7.55}$$

其中：

$$K=-1+\left[1+16\frac{1+x}{x^2}\frac{1-\gamma}{(2-\gamma)^2}\right]^{1/2} \tag{7.56}$$

给定误码率条件下，使用参数 Q 表示的每个脉冲所需的最小能量，可以通过把（7.55）式代入（7.54）式，然后解出 b_{on} 得到。由此得到[8]：

$$b_{\mathrm{on,min}}=Q^{(2+x)/(1+x)}\frac{h\nu}{\eta}W^{x/(2+2x)}I_2^{1/(1+x)}L \tag{7.57}$$

其中：

$$L=\left[\frac{2(1-\gamma)}{K(2-\gamma)}\right]^{1/(1+x)}\left\{\left[\frac{(2-\gamma)K}{2(1-\gamma)}+1\right]^{1/2}+\left[\frac{1}{2}(2-\gamma)K+1\right]^{1/2}\right\}^{(2+x)/(1+x)} \tag{7.58}$$

参数 L 的表达式看起来有点复杂，但是它有个特点，就是仅仅取决于参数 γ 和 x。其中 γ 是前面介绍过的包含在比特周期 T_b 内的脉冲能量，x 是雪崩光电二极管的噪声因子，典型的 L 值在 2 到 3 之间。从第 6 章中我们知道 x 的值是在 0 到 1.0 之间（例如，对于 *pin* 光电二极管为 0，对于 Si 雪崩光电二极管为 0.3，对于 InGaAs 雪崩光电二极管为 0.7，对 Ge 雪崩光电二极管为 1.0）。图 7.10 给出了针对 x 的三个不同取值，L 和 γ 的关系曲线。注意这三条曲线给出的 L 适合任意的接收脉冲波形，因为 L 只与 γ 和 x 有关。

把（7.57）式代入（7.55）式，得到给定误码率下使用参数Q表示的最佳增益：

$$M_{\text{opt}}^{1+x}=\frac{W^{1/2}}{QI_2}\left[\frac{(2-\gamma)K}{2(1-\gamma)L}\right]^{(1+x)/(2+x)} \tag{7.59}$$

当γ=1（没有码间串扰）时，最佳雪崩增益成为：

$$M_{\text{opt}}^{1+x}=\frac{2W^{1/2}}{xQI_2} \tag{7.60}$$

本式的证明作为一个练习留给读者。

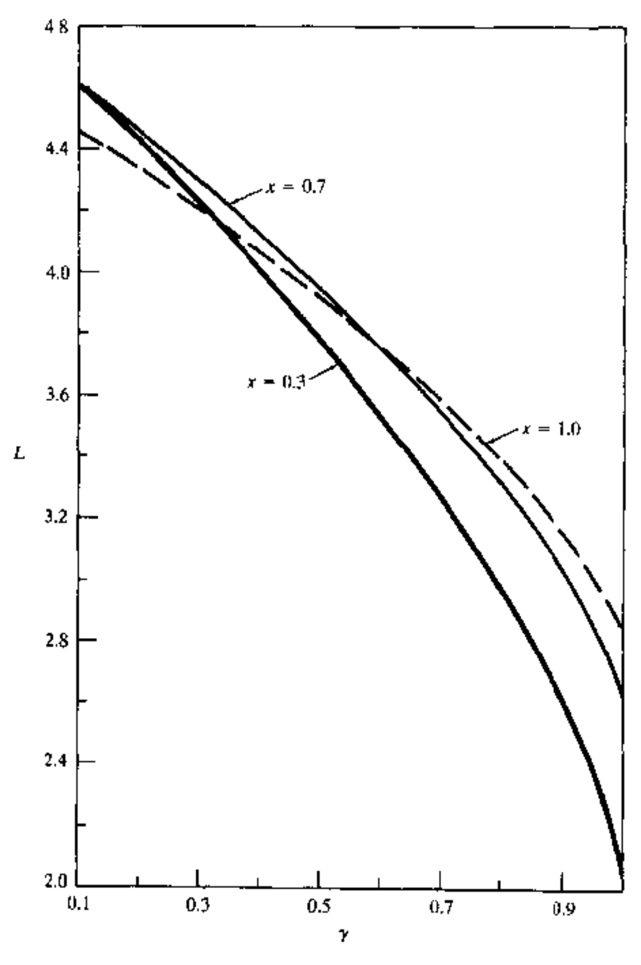


图7.10 参数L和脉冲时隙T_b内，接收光脉冲能量比例γ的关系曲线，其中x=0.3（Si）、0.7（InGaAs）和1.0（Ge）

7.3.4 性能曲线☆

利用（7.57）式，我们可以计算在任何接收和均衡脉冲波形达到最佳增益时，码间串扰对每个脉冲所需最小能量的影响。最小的光功率需求发生在很窄的光输入脉冲上[1]，理想情况下，这应是一个单位脉冲或δ函数。其他的接收脉冲波形需要更多的功率，不同于冲击函数的其他波形所要求的附加或过剩功率ΔP通常定义为功率损伤，单位为dB，也就是：

$$\Delta P = 10\log\frac{b_{\text{on,nonimpulse}}}{b_{\text{on,impulse}}} \tag{7.61}$$

（nonimpulse，非冲击脉冲；impulse，冲击脉冲）

作为一个例子，先来计算下面这种情况，若（7.10）式给出的放大器电阻R足够大，那么下面的项：

$$\frac{(2\pi C)^2}{T_b q^2}S_E I_3$$

就代表了（7.46）式中热噪声的主要项。在这种情况下：

$$\Delta P = 10\log\frac{I_{3n}^{x/(2+2x)}I_{2n}^{1/(1+x)}L_n}{I_{3i}^{x/(2+2x)}I_{2i}^{1/(1+x)}L_i} \tag{7.62}$$

其中下标n和i分别代表非冲击脉冲和冲击脉冲。

对于接收机脉冲波形$h_p(t)$，在这里选择高斯脉冲：

$$h_p(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\alpha T_b}e^{-t^2/2\alpha^2 T_b^2} \tag{7.63}$$

它的傅里叶变换为：

$$H_p'(\phi) = e^{-(2\pi\alpha\phi)^2/2} \tag{7.64}$$

如图7.11所示，T_b为比特周期，参数αT_b定义了脉冲的方差或脉冲展宽。

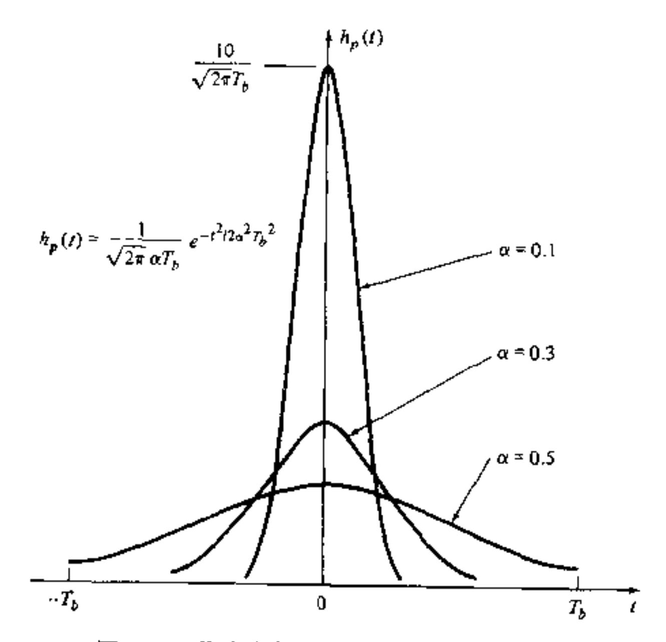


图7.11 作为参数α的函数的高斯脉冲波形

均衡器输出波形$h_{out}(t)$一般都使用升余弦脉冲：

$$h_{out}(t)=\frac{\sin\pi\tau}{\pi\tau}\frac{\cos\pi\beta\tau}{1-(2\beta\tau)^2} \tag{7.65}$$

其中 $\tau=t/T_b$。图7.12分别给出了 β=0、0.5和1.0时 $h_{out}(t)$的图形。它的归一化傅里叶变换为：

$$H'_{out}(\phi)\begin{cases}1 & , \quad 0<|\phi|\le\frac{1-\beta}{2}\\ \frac{1}{2}\left[1-\sin\left(\frac{\pi\phi}{\beta}-\frac{\pi}{2\beta}\right)\right] & , \quad \frac{1-\beta}{2}<|\phi|\le\frac{1+\beta}{2}\\ 0 & , \quad 其他\end{cases} \tag{7.66}$$

参数 β 从0到1变化，决定了脉冲所占用的带宽，如图7.12所示。β 为1时占用的带宽为 $2/T_b$，而 β=0时所占用的带宽最小，为 $1/T_b$。

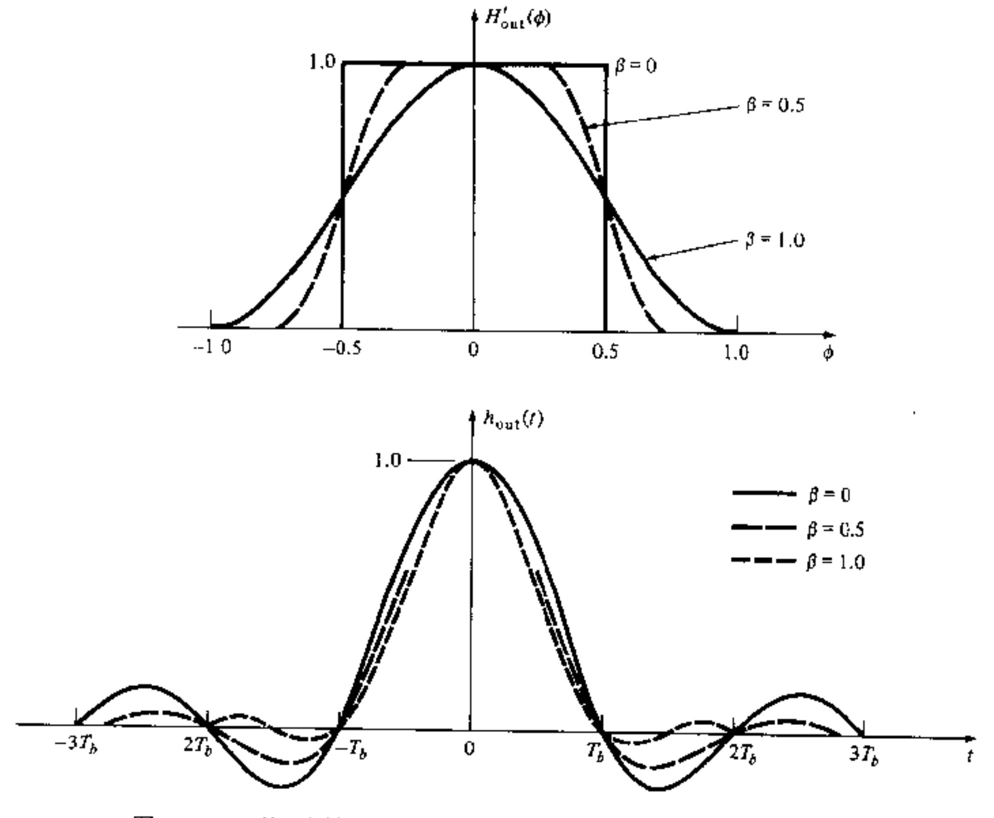


图7.12　三种不同的 β 参数值所对应的升余弦脉冲和其傅里叶变换

虽然随着 β 的减小所占用带宽也减小，但 $h_{out}(t)$的波形拖尾却变得更长，从而使信号的定时和均衡变得更加困难。为了简单起见，我们在这个例子里选择 β=1。

冲击函数或Dirac δ 函数有如下特性：

$$h_{pi}(t)=\delta(t) \tag{7.67}$$

其中：

$$\delta(t)=0\ ,\ \ t\neq 0 \tag{7.68}$$

以及

$$\int_{-\infty}^{\infty}\delta(t)dt=1$$

因此冲击脉冲函数的傅里叶变换为：

$$H'_{pi}(\phi)=F[\delta(t)]=\int_{-\infty}^{\infty}\delta(t)e^{j2\pi ft}dt=1 \tag{7.69}$$

运用（7.41）式、（7.66）式和（7.69）式，对输入冲击脉冲$H'_{pi}(\phi)$则有一个升余弦输出，即：

$$I_{2i}=\int_{0}^{\infty}\left|H'_{\text{out}}(\phi)\right|^{2}d\phi=\frac{1}{2}\left(1-\frac{\beta}{4}\right) \tag{7.70}$$

当β=1时则变为：

$$I_{2i}=\frac{3}{8} \tag{7.71}$$

从（7.42）式可得：

$$\begin{aligned}I_{3i}&=\int_{0}^{\infty}\left|H'_{\text{out}}(\phi)\right|^{2}\phi^{2}d\phi\\&=\frac{\beta^{3}}{16}\left(\frac{1}{\pi^{2}}-\frac{1}{6}\right)+\beta^{2}\left(\frac{1}{8}-\frac{1}{\pi^{2}}\right)-\frac{\beta}{32}+\frac{1}{24}\end{aligned} \tag{7.72}$$

当β=1时则可得到：

$$I_{3i}=0.03001$$

现在来计算（7.62）式中的I_{2n}和I_{3n}，对于（7.64）式所给出的高斯输入脉冲波形和升余弦输出，令（7.66）式中的β=1，则有：

$$\begin{aligned}I_{2n}&=\int_{0}^{\infty}\left|\frac{H'_{\text{out}}(\phi)}{H'_{p}(\phi)}\right|^{2}d\phi\\&=\frac{2}{\pi}\int_{0}^{\pi/2}e^{16\alpha^{2}x^{2}}\cos^{4}x\,dx\end{aligned} \tag{7.73}$$

图7.13给出了以α为变量的（7.73）式的数值计算结果。在同样的假设条件下，则有：

$$I_{3n}=\left(\frac{2}{\pi}\right)^{3}\int_{0}^{\pi/2}x^{2}e^{16\alpha^{2}x^{2}}\cos^{4}x\,dx \tag{7.74}$$

I_{3n}与α的函数曲线同样示于图7.13中。

为了得到接收机的功率损伤，（7.62）式中还有两个参数（L_i和L_n）需要解出。对于单位冲击脉冲输入，由于所有的脉冲能量都包含在比特周期内，因此L_i就取决于γ趋于1时（7.58）式中L的极限，因此：

$$L_i = \lim_{\gamma \to 1} L = (1+x)\left(\frac{2}{x}\right)^{x/(1+x)} \tag{7.75}$$

本式的证明留作练习。

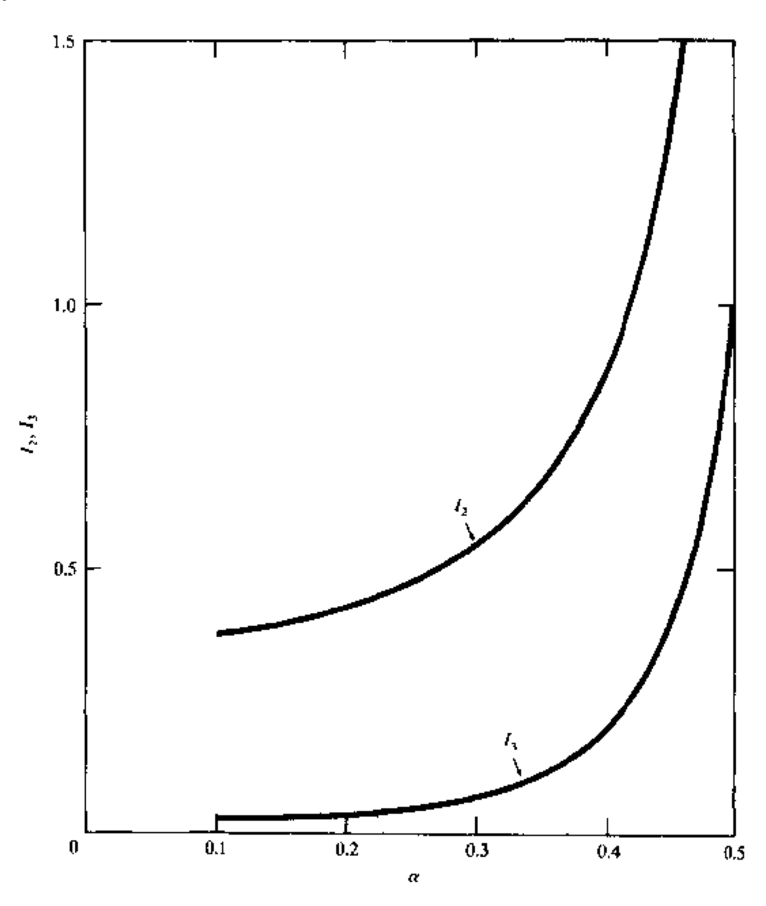


图7.13　无量纲的归一化带宽变量I_2和I_3随α的变化曲线，
其中输入为高斯脉冲，输出为β=1.0的升余弦脉冲

参数L_n由（7.58）式给出，它取决于每个周期内的脉冲能量γ和雪崩过程的过剩噪声因子x。对于一个高斯输入脉冲，γ取决于（7.63）式中的参数α。γ和α之间的关系可以从（7.37）式和（7.63）式推出，即：

$$\begin{aligned}\gamma &= \int_{-T_b/2}^{T_b/2} h_p(t)dt = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^{1/(2\sqrt{2}\alpha)} e^{-x^2}dx \\ &= \mathrm{erf}\left(\frac{1}{\sqrt{2}\alpha}\right)\end{aligned} \tag{7.76}$$

其中误差函数erf(x)由（7.24）式定义。（7.76）式给出的γ和α之间的关系示于图7.14中。

现在终于可以求解（7.62）式。选择x=0.3，即Si雪崩光电二极管的特性，由（7.75）式得出L_i=2.38。对于InGaAs有x=0.7和L_i=2.620。我们希望绘出的是最小接收功率损伤ΔP（在特定误码率的情况下）和扩展到比特周期T_b以外的脉冲能量部分$1-\gamma$的关系曲线。对给定的γ值，可以从图7.10读出相应的L_n值，再从图7.14得到对应于γ的相应的α，然后从图7.13中得到对应于这个α值的I_{2n}和I_{3n}，把不同的γ所对应的这些值统统代入（7.62）式，并分别令x=0.3（Si）和0.7（InGaAs），

由此得到图 7.15 所示的结果。

码间串扰（或带宽限制）对接收机功率损伤的影响很容易从图 7.15 推出。当比特周期以外的脉冲能量部分增加时，功率损伤曲线有一个陡升。该曲线明显地提示我们，在接近带宽限制的高数据速率下运行时，码间串扰对光纤通信系统的影响。码间串扰之所以在高数据速率下变得更加明显，是因为当数据速率接近系统的带宽限制时，单个脉冲之间的叠加就会变得更加明显。由于大量的脉冲叠加会使接收机的功率损伤迅速变大，即使有可能通过使用均衡电路来纠正码间串扰，光纤通信系统在超过其带宽的条件下工作也是没有必要的。

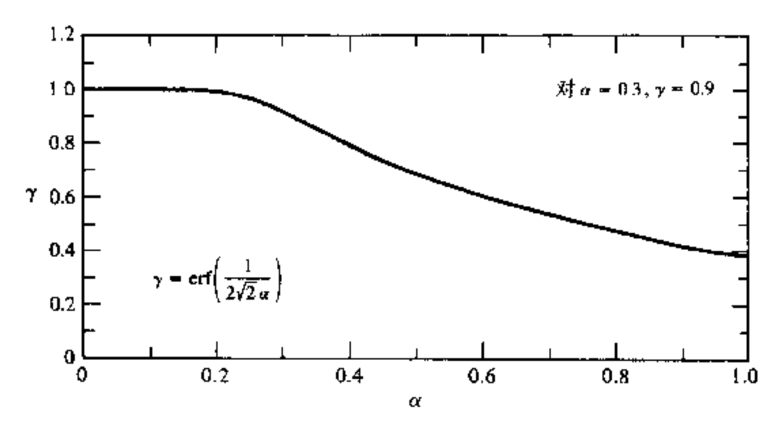


图 7.14　脉冲能量比例 γ 和高斯脉冲波形参数 α 的关系曲线

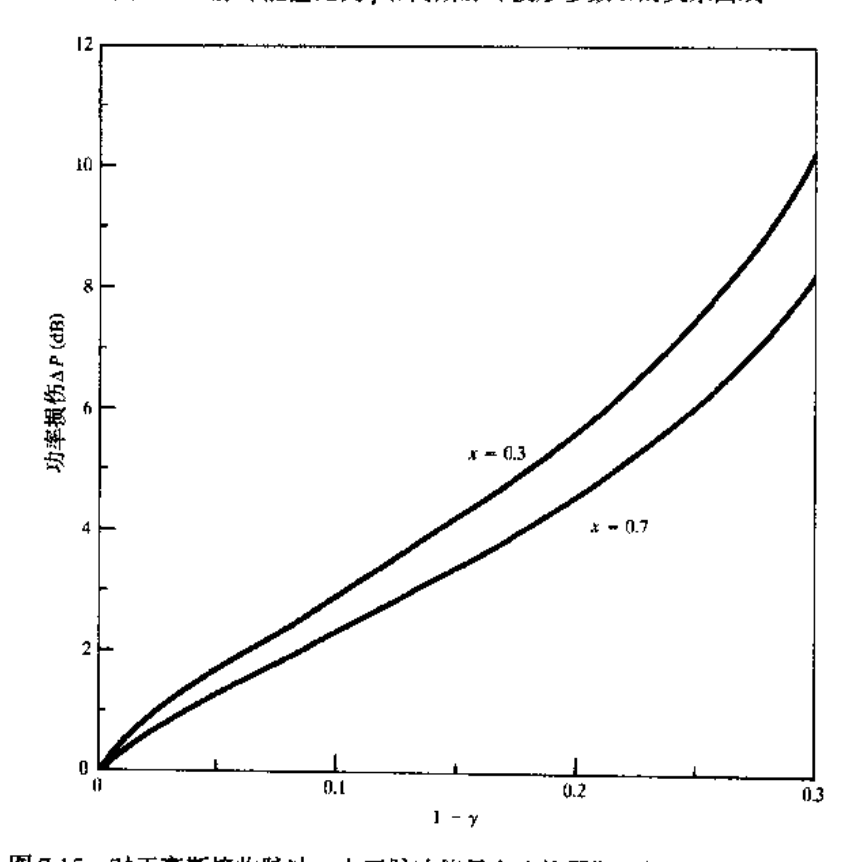


图 7.15　对于高斯接收脉冲，由于脉冲能量向比特周期以外扩散所引起的最小接收光功率（接收机灵敏度）损伤曲线，图中结果由（7.62）式计算

7.3.5　非零消光比☆

在前面几节的分析中，我们一直假设0脉冲时没有光功率入射到光检测器上，因此$b_{off}=0$。而在实际的系统中，光源在所有的时刻都会有一个小的偏置电流，以达到较短的光源开关时间（见4.3.7节）。因此在0脉冲时仍有一些光功率发射出来。这一点对半导体激光器尤为重要，因为通常刚好将其偏置在受激辐射阈值以下。这表明在0脉冲时激光器就像是一个LED，并且会向光纤中发送相当数量的光功率。

在0脉冲时所发送的光功率和在1脉冲时所发送的光功率的比值ε称为消光比，即：

$$\epsilon = \frac{b_{off}}{b_{on}} \tag{7.77}$$

按照这个定义，消光比会从0到1变化。需要指出的是，（7.77）式并不是消光比的通用定义。在许多文献中，使用的是与（7.77）式相反的定义，也就是消光比定义为b_{on}/b_{off}，在这种情况下消光比的值从1到∞。因此，在阅读文献时读者可以容易地分清所使用的是哪一种定义。接收机性能的计算[27]和7.3.4节的一样，只需用（7.77）式定义的非零消光比，把（7.36）式中的γ替换为$\gamma=(1-\epsilon)$。运用这些替换，（7.53）式变为：

$$\begin{aligned} b_{on}(1-\epsilon) = \frac{Q}{M}\frac{h\nu}{\eta}\Bigg\{&\left(M^{2+x}\frac{\eta}{h\nu}b_{on}I_2 + W\right)^{1/2} \\ &+\left[M^{2+x}\frac{\eta}{h\nu}b_{on}I_2(1-\gamma') + W\right]^{1/2}\Bigg\} \end{aligned} \tag{7.78}$$

类似于（7.57）式的推导，把（7.78）式中的b_{on}对M求导，可以求得在最佳增益M_{opt}时每个脉冲所需的最小能量$b_{on,min}(\epsilon)$，由此得到：

$$b_{on,min}(\epsilon) = Q^{(2+x)/(1+x)}\frac{h\nu}{\eta}W^{x/(2+2x)}I_2^{1/(1+x)}L'\left(\frac{1}{1-\epsilon}\right)^{(2+x)/(1+x)} \tag{7.79}$$

其中：

$$L'^{(1+x)} = \frac{2(1-\gamma')}{K'(2-\gamma')}\left\{\left(\frac{1}{2}\frac{2-\gamma'}{1-\gamma'}K'+1\right)^{1/2} + \left[\frac{1}{2}(2-\gamma')K'+1\right]^{1/2}\right\}^{2+x} \tag{7.80}$$

等式中：

$$K' = -1 + \left[1 + 16\frac{1+x}{x^2}\frac{1-\gamma'}{(2-\gamma')^2}\right]^{1/2} \tag{7.81}$$

如果数据序列中1脉冲和0脉冲的概率相等，则最小接收功率（接收机灵敏度）$P_{r,min}$，即可由每个脉冲检测到的平均光功率乘以脉冲的速率$1/T_b$得到，即：

$$P_{r,min} = \frac{b_{on}+b_{off}}{2T_b} = \frac{1+}{2T_b}b_{on} \tag{7.82}$$

其中在求得最后一个等式时运用了（7.77）式。消光比代价（即接收机的功率损伤作为消光比的函数）为：

$$y(\epsilon)=\frac{P_{r,\min}(\epsilon)}{P_{r,\min}(0)}=(1+\epsilon)\left(\frac{1}{1-\epsilon}\right)^{(2+x)/(1+x)}\frac{L'}{L} \tag{7.83}$$

L和L' 可以分别将γ和γ' 作为横坐标而从图7.10得到。图7.16绘出了γ=1的特殊情况下由（7.83）式得到的曲线，其中横坐标取为10logy(ϵ)的形式，并且令x=0.3（Si）和x=0.7（InGaAs）。

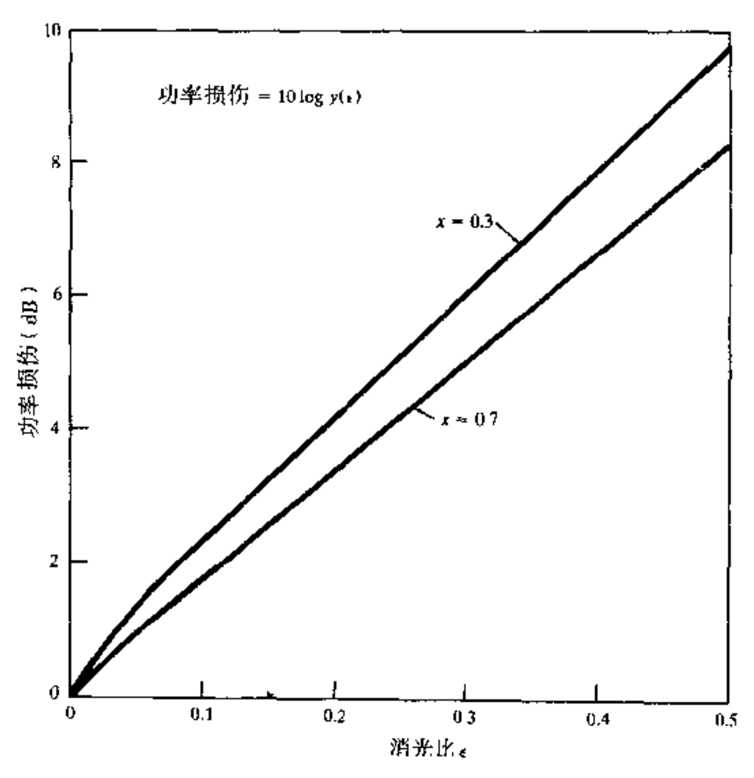


图7.16 在γ=1.0、x=0.3（Si）、0.7（InGaAs）时，消光比ϵ与功率损伤的函数关系曲线

7.4 前置放大器的类型☆

在研究了一般类型接收机的工作特性之后，现在我们来关注一些特殊的接收机前置放大器。由于接收机灵敏度和带宽受前置电路（前置放大单元）的噪声源支配，因此文献中强调的重点都放在如何设计一个低噪声的前置放大器上。其目标通常是在保持合适的带宽时使得接收机的灵敏度最高。

光纤通信接收机中所使用的前置放大器一般可分为三大类。这些区分在实际应用中并不明显，因为介于二者之间的设计也是可能的，但是它们可以用来说明设计思路。这三种类型包括低阻抗、高阻抗和互阻抗前置放大器。

低阻抗（LZ）前置放大器是最简单的，但不是最佳的前置放大设计。在这种方案中，光电二极管工作在低阻抗放大器（比如50 Ω）的前端。这里的偏置或负载电阻R_b用来匹配放大器的输入阻抗（抑制驻波从而达到均匀的频响）。偏置电阻和放大器输入电容的取值要使得前置放大器带宽等于或大于信号的带宽。虽然低阻抗前置放大器可以有一个较大的带宽，但它不能提供较高的接收机灵敏度，因为只有很小的一部分信号电压可以加到放大器输入阻抗和电阻R_b上。因此限定了这种放大器只能用于一些灵敏度要求不高的短距离通信中。

高阻抗（*HZ*）前置放大器的设计方案见图7.4，这种设计的目的是把所有的噪声源降到最低。它是通过选择低电容高频器件以降低输入电容、选择低暗电流的光检测器、降低偏置电阻造成的热噪声而实现的。热噪声的降低可以通过使用一个高阻抗的放大器（比如一个双极晶体管或场效应管（FET））和一个较大的检测器偏置电阻R_b来实现，这也就是该设计称为高阻抗前置放大器的原因。由于高阻抗形成了一个较大的*RC*时间常数，前端电路带宽就小于信号带宽。因此对输入信号进行积分，而且为了进行补偿必须使用均衡技术。

互阻抗前置放大器的设计大大克服了高阻抗前置放大器的缺点。通过在一个低噪声高阻抗放大器的输入端并联等效热噪声电流为$i_f(t)$的负反馈电阻R_f，可以实现该放大器，如图7.17所示。这种放大器具有一个等效的输入串联电压噪声源$e_a(t)$和等效的并联电流噪声源$i_a(t)$，其输入阻抗由R_a和C_a的并联值给出。

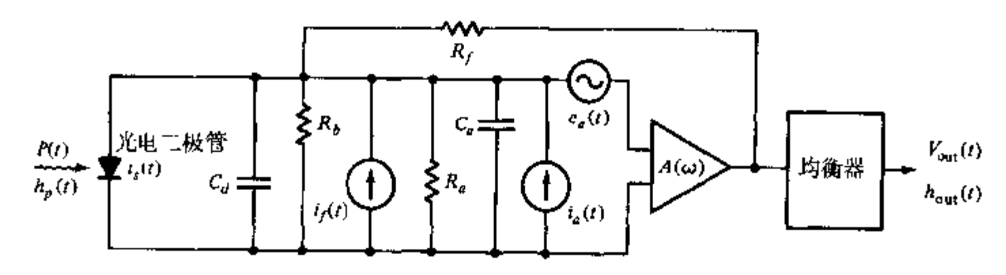


图7.17　互阻抗接收机的等效电路（经允许复制于Personick，Rhodes，Hanson，and Chan，Proc. IEEE，vol.68，p.1260，Oct. 1980，©1980，IEEE）

在这里我们感兴趣的是（7.45）式中不同的放大器设计的噪声电流计算。为此，只需考查（7.46）式中的参数*W*，这是接收机的一个很有用的指标，由它可以衡量放大器的噪声特性。从（7.46）式中可以看出，如果放大器电阻R_a和偏置电阻R_b分别增大，或放大器输入端的总电容*C*变小，或噪声电流和电压谱高度S_I和S_E分别变小，噪声就会降低。通常这些参数是相关的，为了降低噪声就必须在它们之间采取折衷。另外，设计者对器件参数优化的自由度还受到可用器件种类的限制。下面研究几种高阻抗和互阻抗放大器的结构，以说明设计中必须考虑的一些事项。

7.4.1　高阻抗FET放大器☆

许多不同的FET（场效应管）可以用于接收机前端的设计[11,14,16,28-31]。比如，对于吉比特每秒的传输速率，低噪声接收机使用的是GaAs MESFET（金属半导体场效应管）前置放大器。而在低频状态中，一般使用Si MOSFET（金属氧化物半导体场效应管）或JFET（结型场效应管）。图7.18所示是一个简单的FET前置放大器电路。典型的FET具有很高的输入电阻R_a（一般大于$10^6\,\Omega$），所以在实际应用中可令$R_a = \infty$，于是（7.10）式中给出的总阻值*R*减小为检测器偏置电阻值R_b。

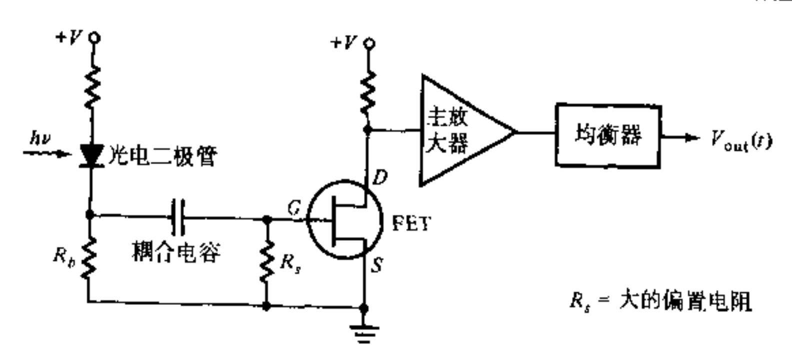


图7.18　简单的FET高阻抗前置放大器

主要的噪声源是和FET的沟道电导有关的热噪声、负载和反馈电阻上的热噪声和栅漏电流散弹噪声。第四个噪声源是FET的$1/f$噪声，它之所以没有包括在上面的分析中，是因为只有在极低的速率[11]（见习题7.26）中才会出现这种噪声。由于放大器的输入电阻很大，输入电流噪声谱密度S_I为：

$$\begin{aligned} S_{I,\mathrm{FET}} &= \frac{4k_BT}{R_a} + 2qI_{\mathrm{gate}} \\ &\simeq 2qI_{\mathrm{gate}} \end{aligned} \tag{7.84}$$

其中I_{gate}为FET的栅漏电流，FET沟道电阻的热噪声由跨导g_m表示。电压噪声谱密度为[32]：

$$S_E = \frac{4k_BT\Gamma}{g_m} \tag{7.85}$$

其中FET的沟道噪声因子Γ是一个常数，它表示热噪声和栅极感应噪声再加上它们之间的相关噪声。均衡器输出端的热噪声特性参量W（见（7.46）式）则变为：

$$W = \frac{1}{q^2B}\left(2qI_{\mathrm{gate}} + \frac{4k_BT}{R_b} + \frac{4k_BT\Gamma}{g_mR_b^2}\right)I_2 + \left(\frac{2\pi C}{q}\right)^2\frac{4k_BT\Gamma}{g_m}I_3B \tag{7.86}$$

GaAs MESFET、Si MOSFET和Si JFET的各种参数的典型值列在表7.2中。这里的C_{gs}和C_{gd}分别是FET的栅源电容和栅漏电容。对于典型的FET和性能优良的光电二极管，应该有$C=C_a+C_d+C_{gs}+C_{gd}=10$ pF。$1/f$噪声的转折频率定义为当$1/f$噪声变得和高频沟道噪声相等时的频率f_c。其中$1/f$噪声代表的是FET的低频噪声，并有$1/f$功率谱，而高频沟道噪声则是由Γ来表征的。

为了减小高阻抗设计中的噪声，偏置电阻应该非常大。由此带来的后果是检测器输出信号由放大器输入电阻进行积分，补偿的方法是在均衡滤波器中进行微分。这种积分－微分方法是众所周知的高阻抗放大器设计技术。这种技术带来了低噪声，同时也导致了较低的动态范围（具有高性能的可处理的信号电平值范围）。7.4.3节中介绍了另一种可供选择的方法。

表7.2 GaAs MESFET、Si MOSFET和Si JFET的各种参数的典型值

参数	Si JFET	Si MOSFET	GaAs MESFET
g_m（mS）	5～10	20～40	15～50
C_{gs}（pF）	3～6	0.5～1.0	0.2～0.5
C_{gd}（pF）	0.5～1.0	0.05～0.1	0.01～0.05
Γ	0.7	1.5～3.0	1.1～1.75
I_{gate}（nA）	0.01～0.1	0	1～1000
f_c（MHz）	<0.1	1～10	10～100

当信号频率达到25 MHz～50 MHz时，Si FET的增益接近于1。GaAs MESFET或硅双极晶体管可以在很高的频率（4 Gb/s或以上）[29,33]范围内使用。

7.4.2 高阻抗双极晶体管放大器☆

图7.19所示是一个简单的射极接地的双极晶体管放大器电路，双极晶体管的输入电阻由下式给出[32,34]：

$$R_{in}=\frac{k_BT}{qI_{BB}} \tag{7.87}$$

其中I_{BB}是基极偏置电流。双极晶体管放大器的输入电阻R_a是由偏置电阻R_1、R_2和晶体管输入电阻R_{in}的并联组合构成。对于低噪声设计，R_1和R_2应该选得比R_{in}大得多，因而$R_a\simeq R_{in}$。和FET放大器相比，晶体管放大器的R_a是设计者可以调整的。

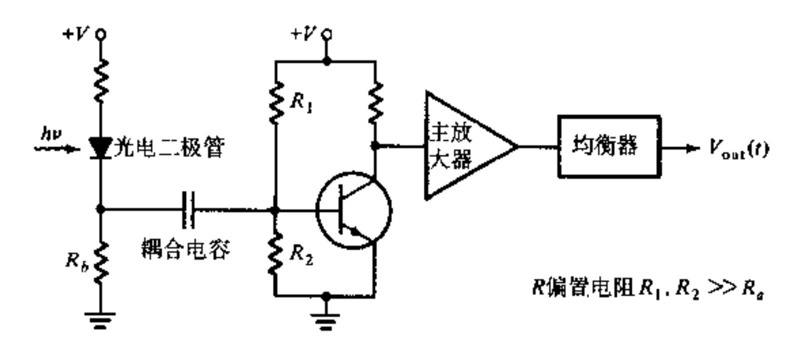


图7.19　简单的双极晶体管高阻抗前置放大器

基极电流的散弹噪声带来的输入噪声电流源的谱密度（单位A^2/Hz）为[32,34]：

$$S_I=2qI_{BB}=\frac{2k_BT}{R_{in}} \tag{7.88}$$

其中最后一个等式来自（7.87）式。噪声电压源的谱幅度（单位V^2/Hz）为[32,34]：

$$S_E=\frac{2k_BT}{g_m} \tag{7.89}$$

等式中的跨导g_m与收集极电流I_c的散弹噪声有关：

$$g_m=\frac{qI_c}{k_BT}=\frac{\beta}{R_{in}} \tag{7.90}$$

其中最后一个等式的推导运用了（7.87）式，这样g_m便可以使用电流增益$\beta=I_c/I_{BB}$和输入电阻R_{in}来表示。

把（7.87）式和（7.89）式代入（7.46）式，得到：

$$W=\frac{T_b}{q^2}2k_BT\left[\left(\frac{1}{R_{in}}+\frac{2}{R_b}+\frac{R_{in}}{\beta R^2}\right)I_2+\frac{(2\pi C)^2}{T_b^2}\frac{R_{in}}{\beta}I_3\right] \tag{7.91}$$

双极晶体管的C_a对C的作用只有几个pF。如果光检测器的偏置电阻R_b比放大器电阻R_a大得多，那么从（7.10）式近似有$R\simeq R_a\simeq R_{in}$，因此：

$$W=\frac{2k_BT}{q^2}\left[\frac{T_b}{R_{in}}\frac{\beta+1}{\beta}I_2+\frac{(2\pi C)^2}{\beta T_b}R_{in}I_3\right] \tag{7.92}$$

就像在FET前置放大器中一样，加于光检测器的负载阻抗使得对检测信号进行积分。同样为了进行补偿，要在均衡滤波器中对放大信号进行微分。

7.4.3 互阻抗放大器☆

虽然高阻抗设计可以生成低噪声的放大器，但是它的应用受到两个限制：(a)宽带应用时需要均衡；(b)动态范围有限。图7.17所示即为另一个可供选择的设计：互阻抗放大器[17,29,35-37]。它基本上是一个高增益、高阻抗的放大器，通过反馈电阻R_f在放大器的输入端提供反馈。这种设计既有低噪声特性又有较大的动态范围。

为了对比没有反馈和有反馈的电路设计，可以限定它们都有相同的传输函数$H_{out}(f)/h_p(f)$。在均衡器输出端，把（7.46）式中的R_b换成R_b'就能简单地得到互阻抗放大器的热噪声特征因子W_{TZ}。其中[35]：

$$R_b' = \frac{R_b R_f}{R_b + R_f} \tag{7.93}$$

是R_b和R_f的并联值。因此由（7.46）式可得：

$$W_{TZ} = \frac{T_b}{q^2}\left(S_I + \frac{4k_B T}{R_b'} + \frac{S_E}{(R')^2}\right)I_2 + \frac{(2\pi C)^2}{q^2 T_b} S_E I_3 \tag{7.94}$$

其中，由（7.10）式有：

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R} + \frac{1}{R_f} = \frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_b} + \frac{1}{R_f} \tag{7.95}$$

实际上，反馈电阻R_f远远大于放大器的输人电阻R_a，因此（7.95）式中的$R' \simeq R$，所以有：

$$W_{TZ} = W_{HZ} + \frac{T_b}{q^2}\frac{4k_B T}{R_f} I_2 \tag{7.96}$$

其中W_{HZ}是高阻抗放大器噪声特征因子，对FET的设计可以由（7.86）式给出，而对双极晶体管的情况则可以由（7.92）式给出。因而互阻抗放大器的热噪声模型可以是一个无反馈的放大器的输出噪声和反馈电阻的热噪声之和。在实际应用中，噪声考虑变得更加复杂，因为R_f还影响到放大器的频率响应。更详细的讨论已由Smith和Personick[18]给出。

现在来对比一下两种设计的带宽。由（7.9）式可知，无反馈放大器的传输函数是（单位为V/A）：

$$H(f) = \frac{AR}{1 + j2\pi RCf} \tag{7.97}$$

其中R和C分别由（7.10）式和（7.11）式给出，而A则是与频率无关的放大器增益。运用（E.10）式，可以得到其带宽为（$4RC$）$^{-1}$。对于互阻抗放大器，传输函数$H_{TZ}(f)$为：

$$H_{TZ} = \frac{1}{1 + j2\pi RCf / A} \tag{7.98}$$

其带宽是：

$$B_{TZ}=\frac{A}{4RC} \tag{7.99}$$

由此可见，其带宽是高阻抗设计的A倍。因此反馈放大器中的均衡任务就简单多了。

概括起来，互阻抗放大器的优点主要有：

1. 它比高阻抗放大器具有更宽的动态范围；
2. 通常只需很少的或不需要均衡，因为R_{in}和反馈电阻R_f的并联电阻很小，这说明检测器时间常数也很小；
3. 输出阻抗很小，放大器不易感应耦合噪声、串音、电磁干扰（EMI）等；
4. 放大器的传输特性实际上就是它的互阻抗，也就是反馈电阻，因此，互阻抗放大器容易控制，且性能稳定；
5. 虽然互阻抗放大器灵敏度比高阻抗放大器低（因为$W_{TZ}>W_{HZ}$），但这点差异在实际的宽带应用中通常只有2～3 dB左右。

7.4.4 高速电路

器件特性的改善、成本的降低和可靠性的提高使得光纤技术主要用于长途传输、本地电话服务和局域网。为了充分利用其巨大的可用带宽，在数字和模拟链路中都出现了越来越多的高速系统[38-43]。随之而来的是发送机和接收机电路集成化，从而导致设备小型化。很多供应商都能提供商业上可用的、不同类型的工作速率高达千兆赫以上的接收机。

7.5 模拟接收机

纤维光学除了在数字信号的传输领域有着广泛的应用以外，同样可以用于模拟链路。其应用范围从单个的4 kHz的语音信道直到工作于千兆赫兹频段的微波链路[38-40]。在前面的几节中，我们讨论了数字光接收机的误码概率特性，而对于模拟接收机，性能的好坏是用信噪比来度量的，信噪比则定义为均方信号电流与均方噪声电流之比。

最简单的模拟技术是对信号源的幅度调制。在这种方案中，时变电信号$s(t)$用来直接调制已由偏置电流I_B确定了偏置点的光源，如图7.20所示。因此发送光功率$P(t)$有如下形式：

$$P(t)=P_t[1+ms(t)] \tag{7.100}$$

其中P_t是平均发送光功率，$s(t)$是模拟调制信号，而m则为调制指数，其定义为（见4.4节）：

$$m=\frac{\Delta I}{I_B} \tag{7.101}$$

等式中，ΔI是电流相对于偏置点的变化幅度。为了不给光信号引入失真，调制必须限制在光源输出曲线的线性区域内，如图7.20所示。如果$\Delta I>I_B$，则将截掉信号的下半部分，从而产生严重的失真。

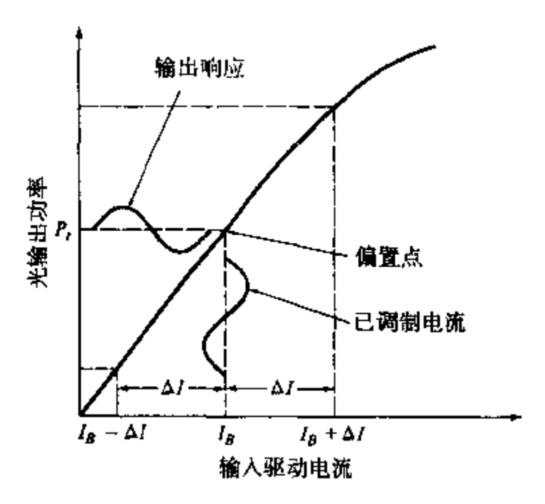


图 7.20　LED 光源的调制分析

在接收机端，模拟光信号产生的光电流为：

$$
\begin{aligned}
i_s(t) &= \Re_0 MP_r[1+ms(t)] \\
&= I_p M[1+ms(t)]
\end{aligned}
\tag{7.102}
$$

其中 $\Re_0$ 是检测器的响应度，P_r 是平均接收光功率，$I_p=\Re_0 P_r$ 是初级光电流，M 是光检测器增益。如果 $s(t)$ 是正弦调制信号，那么在检测器输出端的均方信号电流为（忽略直流项）：

$$
\langle i_s^2 \rangle = \frac{1}{2}(\Re_0 MmP_r)^2 = \frac{1}{2}(MmI_p)^2 \tag{7.103}
$$

回忆一下（6.18）式，光电二极管接收机的均方噪声电流是均方量子噪声电流、等效电阻热噪声电流、暗噪声电流和表面漏噪声电流之和，因此：

$$
\langle i_N^2 \rangle = 2q(I_p+I_D)M^2F(M)B + 2qI_LB + \frac{4k_BTB}{R_{eq}}F_t \tag{7.104}
$$

其中　I_p　＝初级（没有倍增过的）光电流 $=\Re_0 P_r$

I_D　＝初级体暗电流

I_L　＝表面漏电流

$F(M)$　＝光电二极管过剩噪声因子 $\simeq M^x (0<x\leqslant 1)$

B　＝等效噪声带宽

R_{eq}　＝光检测器负载电阻与放大器电阻的等效电阻

F_t　＝基带放大器噪声系数

如果选择合适的光检测器，可以忽略漏电流，在这种假设下，信噪比 S/N 为：

$$
\frac{S}{N} = \frac{\langle i_s^2 \rangle}{\langle i_N^2 \rangle} = \frac{\frac{1}{2}(\Re_0 MmP_r)^2}{2q(\Re_0 P_r + I_D)M^2F(M)B + (4k_BTB/R_{eq})F_t}
$$

$$
= \frac{\frac{1}{2}(I_p Mm)^2}{2q(I_p + I_D)M^2 F(M)B + (4k_B TB / R_{eq})F_t} \tag{7.105}
$$

对于 *pin* 光电二极管，$M=1$。当入射到光检测器上的光功率很小时，噪声电流主要是电路噪声项，因此有：

$$
\frac{S}{N} \simeq \frac{\frac{1}{2}m^2 I_p^2}{(4k_B TB / R_{eq})F_t} = \frac{\frac{1}{2}m^2 \Re_0^2 P_r^2}{(4k_B TB / R_{eq})F_t} \tag{7.106}
$$

由此可见，信噪比和光电二极管输出电流的平方成正比，和电路的热噪声成反比。

如果一个大的光信号入射到*pin*光电二极管上，则和信号检测过程相关的量子噪声成为主要噪声，因此：

$$
\frac{S}{N} \simeq \frac{m^2 I_p}{4qB} = \frac{m^2 \Re_0 P_r}{4qB} \tag{7.107}
$$

由于这种情况下的信噪比和电路噪声无关，因此它代表了模拟接收机灵敏度的基本限制或量子极限。

当以低信号电平使用雪崩光电二极管时，假设增益 M 也很小，电路噪声项是主要噪声。对固定的小信号电平，当增益由小到大增加时，信噪比也随之增加，直到量子噪声变得可以和电路噪声相比。此时如果再提高增益，信噪比反而会降低到 $F(M)^{-1}$。因此，对于给定的工作条件，存在一个最佳的雪崩增益使得信噪比达到最大。由于在小的光信号条件下，雪崩光电二极管可以得到更高的信噪比，所以这种光检测器适于在这种情况下工作。

对于非常大的光信号，接收机噪声主要是量子噪声，此时使用雪崩光电二极管并没有什么优势，因为随着增益 M 的增加，检测器噪声增加得比信号更为迅速。*pin* 光电二极管和雪崩光电二极管接收机的信噪比作为接收光功率的函数，其对比如图7.21中的曲线所示。雪崩光电二极管的信噪比是在它的最佳增益条件下得到的（见习题7.28和习题7.29）。这个例子所选的参数为 B=5 MHz 和 B=25 MHz，对雪崩光电二极管有 x=0.5，而对子 *pin* 光电二极管，则 x 为0，m=80%，$\Re_0$=0.5 A/W，R_{eq}/F_t=$10^4\,\Omega$。可以看到，传输低信号电平时雪崩光电二极管具有较高的信噪比，而在处理大的接收光功率时，*pin* 光电二极管具有较好的性能。

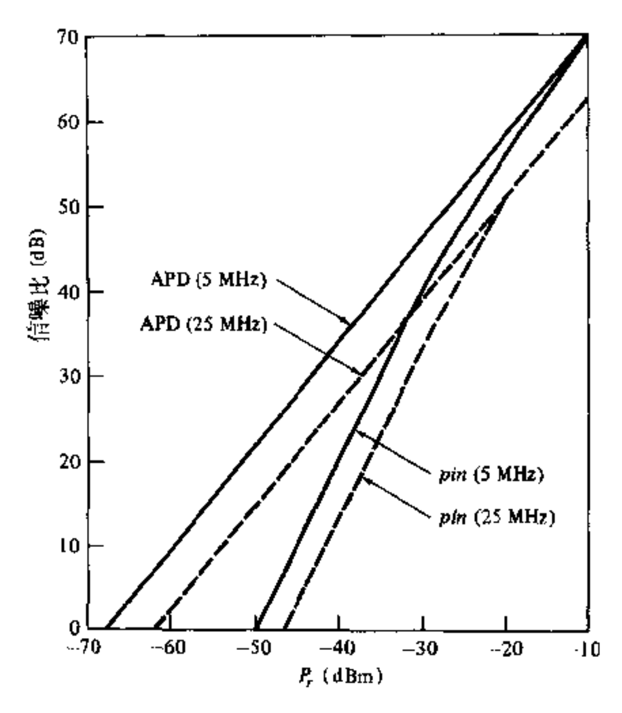


图7.21 带宽为5 MHz和25 MHz时，作为接收光功率的函数，*pin*光电二极管和雪崩光电二极管的信噪比对比曲线

习题

7.1 雪崩光电二极管的电离速率比k，对Si近似为0.02，对InGaAs为0.35，对Ge为1.0。试证明，当增益增加到对Si为100、对InGaAs和Ge为25时，过剩噪声因子$F(M)$可以在精确度为10%以内近似表示为M^x，其中x的取值对Si为0.3，对InGaAs为0.7，对Ge为1.0。

7.2 求出（7.9）式所给出的偏置电路的传输函数$H_B(f)$的傅里叶变换式$h_B(t)$。

7.3 证明下列脉冲波形满足归一化条件。

$$\int_{-\infty}^{\infty} h_p(t)dt = 1$$

(a) 矩形脉冲（α=常数）：

$$h_p(t)\begin{cases}\dfrac{1}{\alpha T_b} & , \quad \dfrac{-\alpha T_b}{2} < t < \dfrac{\alpha T_b}{2} \\ 0 & ，\text{其他}\end{cases}$$

(b) 高斯脉冲：

$$h_p(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\frac{1}{\alpha T_b}e^{-t^2/2(\alpha T_b)^2}$$

(c) 指数脉冲：

$$h_p(t)=\begin{cases}\dfrac{1}{\alpha T_b}e^{-t/\alpha T_b} & ,0\leqslant t\leqslant\infty\\ 0 & ,\text{其他}\end{cases}$$

7.4　两个具有相同变量的实函数的卷积运算定义为：

$$P(t)*q(t)=\int_{-\infty}^{\infty}p(x)q(t-x)dx$$
$$=\int_{-\infty}^{\infty}q(x)p(t-x)dx$$

其中*代表卷积。如果$P(f)$和$Q(f)$分别是$p(t)$和$q(t)$的傅里叶变换，试证明：

$$F[p(t)*q(t)]=P(f)Q(f)=F[p(t)]F[q(t)]$$

也就是说，两个信号的时域卷积对应着它们在频域的傅里叶变换的乘积。

7.5　由（7.18）式推导出（7.25）式。

7.6　一个传输系统发送信息的速率为200 000 b/s，在传输过程中，信号上附加了噪声的起伏，因此解调器输出信号脉冲幅度为1 V，均方根噪声电压为0.2 V。

(a) 假设传输的0码和1码数目均等，试问每发生一个误码的平均时间是多少？

(b) 如果电压幅度变为原来的2倍而均方根噪声电压不变，这个时间该如何变化？

7.7　如图7.5所示的概率分布，码元1（二进制）的信号电压为V_1且$\upsilon_{th}=V_1/2$。

(a)如果对$p(y|0)$有$\sigma=0.20\ V_1$，对$p(y|1)$有$\sigma=0.24\ V_1$，求误码概率$P_0(\upsilon_{th})$和$P_1(\upsilon_{th})$；

(b)如果$a=0.65$和$b=0.35$，求P_e；

(c)如果$a=b=0.5$，求P_e。

7.8　一个LED工作在1300 nm波段，发射到光纤中的光功率为25 μW，如果LED和光检测器之间的衰减为40 dB，光检测器的量子效率为0.65，那么检测器在1 ns的时间里产生的电子－空穴对少于5个的概率是多少？

7.9　推导由（7.28）式给出的均衡器输出端均方根噪声电压的表达式。

7.10 (a)证明（7.30）式和（7.33）式可以重新写为（7.43）式和（7.44）式；

(b) 证明（7.28）式可以重新写为（7.45）式。

7.11 证明运用（7.50）式，则（7.49）式的误码概率表达式变为（7.51）式。

7.12 对于算式$\frac{1}{2}(1-\text{erf}x)$，当$x$大于3时，有一个非常有用的近似表达式，即：

$$\frac{1}{2}(1-\text{erf}\,x)\simeq\frac{\exp(-x^2)}{2\sqrt{\pi}x}\qquad x>3$$

使用这个近似式，考虑一个通/断二进制系统，它等概率地发送信号值0和A，噪声为高斯噪声。假设信号幅度A为K乘以噪声的标准偏差。

(a) 试计算，如果K=10，误码概率是多少？

(b) 假如给定的误码率为10^{-5}，求出此时K为多少？

7.13 把（7.54）式的两边对M求导，并令$db_{on}/dM=0$，推导出（7.55）式。

7.14 证明（7.57）式所给出的每个脉冲的最小能量表达式，由该能量即可达到给定的误码率

所需的 Q 值。

7.15 试证明，没有码间串扰时（γ=1），由（7.59）式所给出的最佳雪崩增益变为（7.60）式。

7.16 推导（7.70）式的 I_2 和（7.72）式的 I_3 表达式（冲击脉冲输入，升余弦输出）。

7.17 对于高斯输入脉冲和升余弦输出时，推导分别由（7.73）式和（7.74）式所表示的 I_2 和 I_3。

7.18 画出高斯脉冲输入，β=0.1、0.5 和 1.0 时的 I_2 和 α 的关系曲线。

7.19 画出高斯脉冲输入，β=0.1、0.5 和 1.0 时的 I_3 和 α 的关系曲线。

7.20 推导（7.75）式。

7.21 比较下列情况时（7.83）式中的 $y(\epsilon)$ 值，消光比为 0.1 dB（ϵ=0.1）。(a) γ=0.90，x=0.5；(b) γ=0.90，x=1.0。

7.22 (a) 画出速率 $1/T_b$ 范围为 1 到 50 Mb/s 的高阻抗 FET 放大器的热噪声特征因子 W 的曲线。设 T=300 K，g_m=0.005 S，R_b=$10^5\,\Omega$，C=10 pF，γ=0.90。利用图 7.13 求出 I_2 和 I_3，I_2 和 I_3 取决于 α，也就是取决于 γ；

(b) 画出速率范围为 20 到 100 Mb/s 的高阻抗双极晶体管放大器的热噪声特征因子 W 的曲线。设 T=300 K，β=100，I_{BB}=5 μA，C=10 pF，γ=0.90。

7.23 接收机灵敏度 P_r 是每个脉冲的平均检测能量 b_{on} 乘以脉冲速率 $1/T_b$（设 b_{off}=0），即：

$$P_r = \frac{b_{on}}{T_b}$$

求速率为 10 Mb/s 的带有 FET 前置放大器的雪崩光电二极管接收机的灵敏度，用 dBm 表示（见附录 D）。要求误码率为 10^{-9}，并取 T=300 K，x=0.5，γ=0.9，$\eta q/h\nu$=0.7 A/W（检测器响应度），g_m=0.005 S，R_b=$10^5\,\Omega$，C=10 pF。

7.24 如果互阻抗放大器的反馈电阻是 5000 Ω，在 10 Mb/s 的速率时 W_{TZ} 和 W_{HZ} 相差多少？假设 γ=0.9，T=300 K。和高阻抗放大器相比，互阻抗放大器的接收机灵敏度降低了多少（以 dB 为单位）？假设传输速率为 10 Mb/s，x=0.5 且 W_{HZ}=1×10^6。

7.25 (a) 接收机灵敏度 P_r 是增益 M 的函数，为了求 P_r，需要先求出（7.54）式的 b_{on}，试证明对于 γ=1.0 和 b_{off}=0，这个公式变为：

$$b_{on} = \frac{h\nu}{\eta}\left(M^x Q^2 I_2 + \frac{2QW^{1/2}}{M}\right)$$

(b) 考虑一个工作速率为 50 Mb/s 的接收机，假设接收机的雪崩光电二极管的 x=0.5、前置放大器为双极晶体管，W=2×10^6、Q=6，误码率为 10^{-9}，I_2=1.08，$\eta q/h\nu$=0.7 A/W。利用前面的 b_{on} 表达式，画出 P_r= b_{on}/T_b 和增益 M 的关系曲线，P_r 用 dBm 表示，M 的取值范围为 30 到 120。

7.26 对于 $1/f$ 噪声，噪声电流 $\langle i_f^2\rangle$ 由下式给出：

$$\langle i_f^2\rangle = \frac{8k_B T\Gamma(2\pi C)^2 f_C I_f B^2}{g_m}$$

其中：

$$I_f = \frac{1}{T_b}\int_0^{\infty}\left|\frac{H_{out}(f)}{H_p(f)}\right|^2 f \ df = \int_0^{\infty}\left|\frac{H'_{out}(\phi)}{H'_p(\phi)}\right|^2 \phi \, d\phi$$

f_c为转折频率。

(a) 证明对高斯输入脉冲和升余弦输出有：

$$I_f = \left(\frac{2}{\pi}\right)^2 \int_0^{\pi/2} x\, e^{16\alpha^2 x^2} \cos^4 x \, dx$$

(b) 对于一个20℃的GaAs FET，比较比特速率B为50 Mb/s到5 Gb/s时$\langle i_R^2\rangle$、$\langle i_I^2\rangle$、$\langle i_f^2\rangle$的值。设放大器增益A为1，使用表P7.26中所列出的性能参数。

表 P7.26

参数	数值
FET栅漏电流I_{gate}	50 nA
跨导g_m	30 ms
噪声系数Γ	1.1
电容C	1.5 pF
1/f转折频率f_c	20 MHz
电阻R_b=R	400 W
I_f	0.12
I_2	0.50
I_3	0.085

7.27 利用带宽定义（E.10）式，证明由（7.97）式和（7.98）式给出的传输函数的带宽为$1/4RC$和$A/4RC$。

7.28 证明当增益M取最优化值：

$$M_{opt}^{2+x} = \frac{4k_B T F_t / R_{eq}}{q(I_p + I_D)x}$$

时，（7.105）式给出的信噪比最大。

7.29 (a) 证明，当增益M由习题7.28中的表达式给出时，（7.105）式中的信噪比可以写成：

$$\frac{S}{N} = \frac{xm^2}{2B(2+x)}\frac{I_p^2}{[q(I_p+I_D)x]^{2/(2+x)}}\left(\frac{R_{eq}}{4k_B T F_t}\right)^{x/(2+x)}$$

(b) 证明当I_p远远大于I_D时，上面的表达式变为：

$$\frac{S}{N} = \frac{m^2}{2Bx(2+x)}\left[\frac{(xI_p)^{2(1+x)}}{q^2(4k_B T F_t / R_{eq})^x}\right]^{1/(2+x)}$$

7.30 见习题7.29(a)中信噪比的表达式，类似于图7.21，画出当暗电流I_D=10 nA，x=1.0时用dB表示的S/N（即$10\log(S/N)$）与用dBm表示的接收功率P_r的关系曲线。设B=5 MHz，m=0.8，$\mathcal{R}_0$=0.5 A/W，T=300 K，R_{eq}/F_t=$10^4\,\Omega$，I_p= $\mathcal{R}_0 P_r$。

参考文献

1. S. D. Personick, "Receiver design for digital fiber optic communication systems," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 52, pp. 843–886, July/Aug. 1973.
2. W. M. Hubbard, "Utilization of optical-frequency carriers for low and moderate bandwidth channels," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 52, pp. 731–765, May/June 1973.
3. J. E. Mazo and J. Salz, "On optical data communication via direct detection of light pulses," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 55, pp. 347–369, Mar. 1976.
4. S. D. Personick, P. Balaban, J. Bobsin, and P. Kumer, "A detailed comparison of four approaches to the calculation of the sensitivity of optical fiber receivers," *IEEE Trans. Commun.*, vol. COM-25, pp. 541–548, May 1977.
5. (*a*) G. L. Cariolaro, "Error probability in digital optical fiber communication systems," *IEEE Trans. Inform. Theory*, vol. IT-24, pp. 213–221, Mar. 1978.
   (*b*) R. Dogliotti, A. Luvison, and G. Pirani, "Error probability in optical fiber transmission systems," *IEEE Trans. Inform. Theory*, vol. IT-25, pp. 170–178, Mar. 1979.
   (*c*) D. G. Messerschmitt, "Minimum MSE equalization of digital fiber optic systems," *IEEE Trans. Commun.*, vol. COM-26, pp. 1110–1118, July 1978.
   (*d*) W. Hauk, F. Bross, and M. Ottka, "The calculation of error rates for optical fiber systems," *IEEE Trans. Commun.*, vol. COM-26, pp. 1119–1126, July 1978.
6. M. Kavehrad and M. Joseph, "Maximum entropy and the method of moments in performance evaluation of digital communication systems," *IEEE Trans. Commun.*, vol. 34, pp. 1183–1189, Dec. 1986.
7. G. Einarsson and M. Sundelin, "Performance analysis of optical receivers by gaussian approximation," *J. Opt. Commun.*, vol. 16, pp. 227–232, Dec. 1995.
8. D. R. Smith and I. Garrett, "A simplified approach to digital optical receiver design," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 10, pp. 211–221, 1978.
9. Y. K. Park and S. W. Granlund, "Optical preamplifier receivers: Application to long-haul digital transmission," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 1, pp. 59–71, Oct. 1994.
10. (*a*) T. V. Muoi, "Receiver design for high-speed optical-fiber systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-2, pp. 243–267, June 1984.
    (*b*) S. R. Forrest, "The sensitivity of photoconductive receivers for long-wavelength optical communications," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-3, pp. 347–360, April 1985.
11. M. Brain and T.-P. Lee, "Optical receivers for lightwave communication systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-3, pp. 1281–1300, Dec. 1985.
12. B. L. Casper and J. C. Campbell, "Multigigabit-per-second avalanche photodiode lightwave receivers," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-5, pp. 1351–1364, Oct. 1987.
13. S. B. Alexander, *Optical Communication Receiver Design*, SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, WA, 1997.
14. G. F. Williams, "Lightwave receivers," in T. Li, ed., *Topics in Lightwave Transmission Systems*, Academic, New York, 1991.
15. S. D. Personick, "Receiver design," in *Optical Fiber Telecommunications*, S. E. Miller and A. G. Chynoweth, eds., Academic, New York, 1979.
16. B. L. Kasper, "Receiver design," in *Optical Fiber Telecommunications—II*, S. E. Miller and I. P. Kaminow, eds., Academic, New York, 1988.
17. D. A. Fishman and B. S. Jackson, "Transmitter and receiver design for amplified lightwave systems," in I. P. Kaminow and T. L. Koch, eds., *Optical Fiber Telecommunications—III*, vol. B, Academic, New York, 1997, chap. 3, pp. 69–114.
18. R. G. Smith and S. D. Personick, "Receiver design for optical fiber communication systems," *in Semiconductor Devices for Optical Communications*, H. Kressel, ed., Springer-Verlag, New York, 2nd ed., 1982.
19. See any basic book on communication systems, for example:

(*a*) A. B. Carlson, *Communication Systems*, McGraw-Hill, New York, 3rd ed., 1986.
(*b*) J. G. Proakis, *Digital Communications*, McGraw-Hill, New York, 3rd ed., 1995.
(*c*) L. W. Couch II, *Digital and Analog Communication Systems*, Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ, 5th ed., 1997.

20. E. A. Lee and D. G. Messerschmitt, *Digital Communication*, Kluwer Academic, Boston, 2nd ed., 1993.
21. (*a*) H. Taub and D. L. Schilling, *Principles of Communication Systems*, McGraw-Hill, New York, 2nd ed., 1986.
    (*b*) R. E. Ziemer and W. H. Tranter, *Principles of Communications: Systems, Modulation, and Noise*, Wiley, New York, 4th ed., 1995.
    (*c*) A. van der Ziel, *Noise in Solid State Devices and Circuits*, Wiley, New York, 1986.
22. E. A. Newcombe and S. Pasupathy, "Error rate monitoring for digital communications," *Proc. IEEE*, vol. 70, pp. 805–828, Aug. 1982.
23. (*a*) A. Papoulis, *Probability, Random Variables, and Stochastic Processes*, McGraw-Hill, New York, 3rd ed., 1991.
    (*b*) P. Z. Peebles, Jr., *Probability, Random Variables, and Random Signal Principles*, McGraw-Hill, New York, 3rd ed., 1993.
24. (*a*) M. Kurtz, *Handbook of Applied Mathematics for Engineers and Scientists*, McGraw-Hill, New York, 1991.
    (*b*) D. Zwillinger, ed., *Standard Mathematical Tables and Formulae*, CRC Press, Boca Raton, FL, 30th ed., 1995.
25. N. S. Bergano, F. W. Kerfoot, and C. R. Davidson, "Margin measurements in optical amplifier systems," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 5, pp. 304–306, Aug. 1993.
26. J. M. Wozencroft and I. M. Jacobs, *Principles of Communication Engineering*, Wiley, New York, 1965.
27. R. C. Hooper and P. B. White, "Digital optical receiver design for non-zero extinction ratio using a simplified approach," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 10, pp. 279–282, 1978.
28. J. E. Goell, "An optical repeater with high impedance input amplifier," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 53, pp. 629–643, Apr. 1974.
29. R. A. Minasian, "Optimum design of a 4-Gb/s GaAs MESFET optical preamplifier," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-5, pp. 373–379, Mar. 1987.
30. A. A. Abidi, "On the choice of optimum FET size in wide-band transimpedance amplifiers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, pp. 64–66, Jan. 1988.
31. R. M. Jopson, A. H. Gnauck, B. L. Kasper, R. E. Tench, N. A. Olsson, C. A. Burrus, and A. R. Chraplyvy, "8 Gbit/s 1.3 μm receiver using optical preamplifier," *Electron. Lett.*, vol. 25, pp. 233–235, Feb. 2, 1989.
32. (*a*) A. van der Ziel, *Introductory Electronics*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1974.
    (*b*) D. Schilling and C. Belove, *Electronic Circuits: Discrete and Integrated*, McGraw-Hill, New York, 3rd ed., 1989.
33. T. T. Ha, *Solid State Microwave Amplifier Design*, Wiley, New York, 1981.
34. (*a*) E. Yang, *Microelectronic Devices*, McGraw-Hill, New York, 1988.
    (*b*) M. Zambuto, *Semiconductor Devices*, McGraw-Hill, New York, 1989.
35. J. L. Hullett and T. V. Muoi, "A feedback receiver amplifier for optical transmission systems," *IEEE Trans. Commun.*, vol. COM-24, pp. 1180–1185, Oct. 1976.
36. B. L. Kasper, A. R. McCormick, C. A. Burrus, and J. R. Talman, "An optical-feedback transimpedance receiver for high sensitivity and wide dynamic range at low bit rates," *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, pp. 329–338, Feb. 1988.
37. G. F. Williams and H. P. LeBlanc, "Active feedback lightwave receivers," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-4, pp. 1502–1508, Oct. 1986.
38. R. G. Swartz, "High performance integrated circuits for lightwave systems," in S. E. Miller and I. P. Kaminow, eds., *Optical Fiber Telecommunications—II*, Academic, New York, 1988.
39. See special issue on "Applications of RF and Microwave Subcarriers to Optical Fiber Transmission in Present and Figure Broadband Networks," *J. Lightwave Tech.*, vol. 8, 1990.

40. See special issue on "Ultrafast Electronics, Photonics, and Optoelectronics," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 2, Sept. 1996.
41. See special issue on "Microwave and Millimeter-Wave Photonics," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 45, part 2, Aug. 1997.
42. T. T. Ha, G. E. Keiser, and R. L. Borchardt, "Bit error probabilities of OOK lightwave systems with optical amplifiers," *J. Opt. Commun.*, vol. 18, pp. 151–155, Aug. 1997.
43. C.-S. Li, F. Tong, and G. Berkowitz, "Variable bit-rate receivers for WDMA/WDM systems," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 9, pp. 1158–1160, Aug. 1997.

第8章　数字传输系统

在前面各章中，我们已经阐述了光纤传输链路的各个模块的基本特性。光纤传输链路的各个模块包括光纤传输介质、光源、光检测器及其相关的接收机。另外还包括用于连结光缆、光源以及光检测器的连接器。从现在起，我们研究这些分立的器件如何组合到一起，以形成一条完整的光纤传输链路。在本章里，我们重点是研究基本的数字链路。在第9章中主要研究模拟链路。在第12章中将研究更为复杂的传输链路。

本章首先讨论一种最简单的情况，即点到点的链路。这包括对一些能够实现特殊应用的器件的研究，并了解这些器件与系统性能（比如色散、误码率）的关系。对于一组给定的器件和系统要求，我们就可以得出功率预算分析，以便考查该光纤链路的衰减是否达到系统要求，以及是否需要放大设备来提高功率电平。最后，我们对系统进行展宽时间分析，以验证整个系统的性能是否符合要求。

其次，本章将注意到线路编码设计，使其适合于光纤链路上数字信号的传输。这些编码设计可以把随机性和冗余度引入数字信号流，确保在接收端能有效地进行定时恢复和误码监测。

如果光噪声和色散导致的误码率成为系统的限制因素，为了增加光传输线路端对端的保真度，则可以采用前向纠错（FEC）技术。在8.3节中将阐述前向纠错的基础理论。

对于高速（>400 Mb/s）的单模光纤应用系统，各种系统噪声和元器件噪声都会影响光纤传输的质量。这些噪声因素包括模式噪声、模式分配噪声、激光器啁啾和反射噪声，所有的这些噪声因素将在8.4节中深入研究。

8.1　点到点链路

点到点链路是最简单的传输链路，该链路一端为发送机，另一端为接收机，如图8.1所示。这种类型的链路对光纤技术提出了最基本的要求，从而为以后研究更为复杂的系统结构打下基础[1-8]。

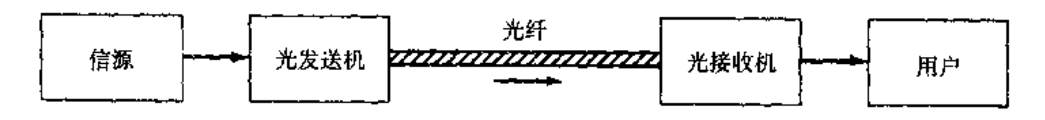


图8.1　单工点到点光纤链路

光纤链路的设计涉及到许多相互关联的变量，如光纤、光源和光检测器的工作特性，因此在链路未达到令人满意的要求之前，其设计和分析需要经过若干次反复的过程。由于性能和成本是光纤传输链路中很重要的制约因素，因此，设计人员必须仔细选择器件，在不超过器件的性能指标的前提下，使其预期的性能指标在系统的寿命期内保持稳定。

下述关键的系统要求在分析一个光链路时是必须考虑的：

1. 预期（或可能）的传输距离；
2. 数据速率或信道带宽；
3. 误码率（BER）。

为了满足这些要求，设计人员可以选择下面的器件及其相关的特性参量：

1. 多模光纤或单模光纤
   (a) 纤芯尺寸
   (b) 纤芯折射率剖面
   (c) 带宽或色散
   (d) 损耗
   (e) 数值孔径或模场直径
2. LED 或半导体激光器光源
   (a) 发射波长
   (b) 谱线宽度
   (c) 输出功率
   (d) 有效辐射区
   (e) 发射方向图
   (f) 发射模式数量
3. *pin* 或雪崩光电二极管
   (a) 响应度
   (b) 工作波长
   (c) 速率
   (d) 灵敏度

为了确保获得预期的系统性能，必须进行两种分析，即链路功率预算和系统展宽时间预算。在链路的功率预算分析中，我们首先要确定光发送端的输出和接收端最小灵敏度之间的功率富余度，以保证特定的 BER 指标。这个富余度用于连接器、熔接点和光纤的损耗，以及用于补偿由于器件的退化、传输线路的损耗或温度的影响而引起的损耗。如果所选择的器件不能达到预期的传输距离，就必须更换器件，或在链路上加入光放大器。

链路的功率预算确定之后，设计人员即可进行系统的展宽时间分析，以确保整个系统的预期性能。下面我们将详细研究这两种预算分析。

8.1.1 系统考虑

进行功率预算时，我们首先要确定传输波长，然后选择工作在这一区域的器件。如果数字信号的传输距离不太远，我们可以令其工作在 800 nm 到 900 nm 之间；如果传输的距离相对较远，我们可以令其工作在 1300 nm 或 1550 nm 附近，这是因为在这两个波长区具有低损耗和低色散的特点。

确定了波长之后，我们把光纤链路三个主要模块（接收设备、发送设备和光纤）的性能联系起来进行考虑。通常，设计人员首先选择其中的两个模块的特性，再由此计算第三个模块，考查其性能是否满足系统要求。如果所选的器件高于或低于所需的指标，就要反复进行设计选择。在设计过程中，我们可以首先选择光检测器，然后选择光源并估算在某一特定光纤中数字信号能够传输的距离，以决定是否在链路中加入放大器以提高信号功率。

在选取光检测器的过程中，我们应重点考虑加在光检测器上所需的最小光功率，这项功率指标是为了在特定的数据速率下满足误码率（BER）的要求。在选取的时候，设计人员还应考虑设计成本和复杂程度。从第 6 章和第 7 章的讨论中，我们不难发现 *pin* 光电二极管与雪崩光电二极管相比，其特点是结构更简单、在温度变化时性能更稳定、成本更低。另外在正常情况下，*pin* 光电二极管

的偏置电压低于5 V，而雪崩光电二极管的偏置电压的范围则在40 V到几百伏特之间。不过，如果需要检测极微弱的光信号，*pin*光电二极管的优势将由雪崩光电二极管的高灵敏度所替代。

选取LED还是选取半导体激光器，这就需要考虑一些系统参数，如色散、数据速率、传输距离和成本等。由第4章可知，激光器输出的谱宽比LED的谱宽窄。波长在800 nm到900 nm的波长区域里，LED的谱宽和石英光纤的色散特性把带宽距离积限制在150(Mb/s)·km左右。要达到更高的数值，如2500(Mb/s)·km以上，则在此波长区域上就必须使用激光器。当波长在1.3 μm左右时，该区域光纤中的信号色散很小，此时使用LED就可以得到1500(Mb/s)·km的带宽距离积。若采用InGaAsP激光器，则该波长区域上的带宽距离积可以超过25(Gb/s)·km。已经证实，在1550 nm波长区域内，单模光纤的极限带宽距离积可以达到500(Gb/s)·km。

在典型情况下，半导体激光器耦合进光链路的光功率比LED要高出10 dB到15 dB，因此采用半导体激光器可以获得更大的无中继的传输距离。但半导体激光器的价格部分地抵消了这一优势及其低色散的优点。半导体激光器不仅比LED昂贵，而且其发送电路也更加复杂，这是因为激光器的受激辐射阈值是温度和器件使用年限的函数，必须自动地加以控制。

对于光纤而言，我们可以选择单模或多模光纤，二者都可能有阶跃或渐变折射率的纤芯。其选择要依赖于所用的光源和能承受的色散大小。虽然发光二极管（LED）通常用于多模光纤，但从第5章可以看出边发射LED也能发送足够的光功率，使500 Mb/S的信号在单模光纤中传输数公里。从LED发出的光功率耦合入光纤的比例，依赖于纤芯包层折射率差Δ，而Δ又与光纤的数值孔径有关（当Δ =0.01时，数值孔径NA≃0.21）。随着Δ的增加，耦合入光纤的功率也相应增加。不过，在Δ增加的同时，色散也会跟着增加，因此在耦合功率与允许的色散值之间必须仔细权衡。

当我们选择成缆光纤的衰减特性时，除了考虑光纤自身的损耗以外，还应考虑成缆过程中的额外损耗。同时还应包括连接器、熔接点以及环境影响共同引发的损耗，其中的环境影响有可能是温度、辐射、尘埃和湿度等因素对连接器的影响。

8.1.2　链路的功率预算

图8.2给出了点到点链路的光功率损耗模型。光检测器上接收的光功率取决于耦合进光纤的光功率以及发生在光纤、连接器和熔接点的损耗。链路的损耗预算可由链路上各个部分的损耗推出。各个部分的损耗可以用分贝（dB）表示为：

$$损耗 = 10\log\frac{P_{out}}{P_{in}} \tag{8.1}$$

等式中的P_{in}和P_{out}分别表示这个损耗单元的输入功率和输出功率。

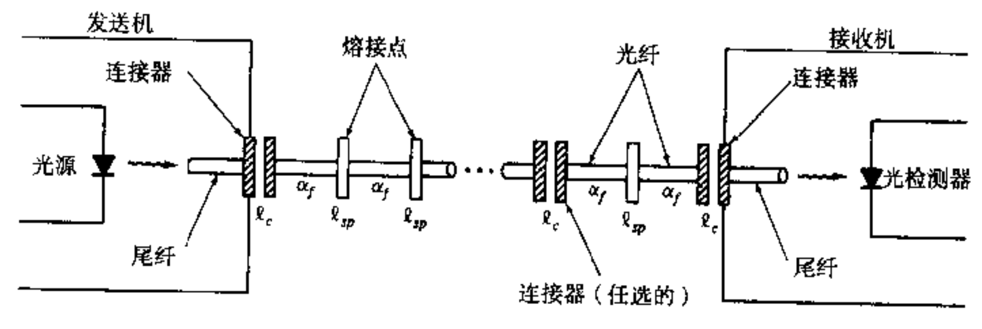


图8.2　点到点链路的光功率损耗模型，连接器产生的损耗（l_c）、接头损耗（l_{sp}）和光纤损耗（α_f）

除了图8.2所示的能产生损耗的器件以外，分析过程中还应引入链路功率富余度，用于补偿器件老化、温度波动以及将来可能加入链路的器件引起的损耗。在将来没有其他器件加入链路的条件下，一般的系统应有6~8 dB的链路功率富余度。

链路损耗预算只考虑总光功率损耗P_t，即光源和光电检测器之间所允许的功率损耗，并将预算损耗分配到光缆衰减、连接器损耗、熔接点损耗以及系统富余度中。因此，如果P_s表示与光源相连的尾纤端口发出的光功率，P_r表示接收机的灵敏度，则：

$$P_T=P_s-P_R=2l_c+\alpha_f L+\text{系统富余度} \quad (8.2)$$

等式中，L表示连接器损耗，α_f表示光纤衰减（dB/km），L表示传输距离，系统的富余度通常设为6 dB。这里，我们假设长度为L的光缆只在其两端有连接器，为了简化起见，我们把熔接点损耗并入了光缆损耗中。

例8.1 为了说明链路的损耗预算的建立，我们列举一个特殊的设计例子。首先，我们规定数据速率为20 Mb/s，误码率为10^{-9}（每发送10^9个比特，其错误最多为1个）。对于接收机，可以选择工作在850 nm的Si *pin*光电二极管。如图8.3所示，其接收机所需的信号功率为−42 dBm(比1mW低42 dB)。下面，我们选择一个GaAlAs LED，使其能够把50 μW（−13 dBm）的平均光功率耦合进纤芯直径为50 μm的尾纤，这样就允许有29 dB的损耗。可以进一步假设尾纤与光缆间的连接损耗为1 dB，在光缆－光检测器的连接点上也有1 dB的连接损耗。包括6 dB的系统富余度，对于衰减为α_f dB/km的光缆，其传输距离可以由（8.2）式得到：

$$P_T=P_S-P_R=29\text{ dB}$$
$$=2(1\text{ dB})+\alpha_f L+6\text{ dB}$$

如果α_f=3.5 dB/km，则可计算出传输距离为6.0 km。

光纤链路功率预算还可以用图表示，如图8.4所示。图中的纵轴表示发送机与接收机之间允许的光功率损耗，横轴表示传输距离。这里给出了灵敏度为−42 dBm（20 Mb/s）的Si *pin*接收机和耦合进光纤尾纤的功率为−13 dBm的LED预算图表。减去每端1 dB的连接器损耗，剩下的总富余度为27 dB，再减去6 dB的系统安全富余度，剩下的21 dB的可容许损耗将用于光缆和熔接点。图8.4所示的斜线表示3.5 dB/km的光缆损耗（这种情况应包括熔接点的损耗）。斜线始于−14 dB（即耦合进光纤的光功率），终点位于−35 dB（接收机的灵敏度减去1 dB的连接器损耗和6 dB的系统富余度）。由相交点D的位置即可决定最大的传输距离。

计算功率预算的一种简单方法是所谓的列表法。我们以SONET OC-48（2.5 Gb/s）链路为例介绍这种方法。

例8.2 假定一个1550 nm的半导体激光器，其发送到尾纤的光功率为+3 dBm（2mW）；一个InGaAs APD在2.5 Gb/s时，其灵敏度为−32 dBm；一条60 km长的光缆，其衰减为0.3 dB/km。由于设备安装的需要，在传输光缆的末端与SONET设备架之间的每个端口都需要一条短跳线（jumper cable），假设每条跳线有3 dB的损耗。另外，假定在每个光纤连接点（由于有跳线，每一端有两个连接点）上有1 dB的连接器损耗。

表8.1中的第一列为所用器件，第二列为与之相关的光输出、灵敏度或损耗值，第三列给出了可以得到的功率富余度，即光源与光检测器之间所允许的总的功率损耗（这里是35 dB）减去器件损耗所得的值。所有的损耗相加得到7 dB的最终功率富余度。

表8.1 计算光链路功率预算的列表法举例

器件/损耗参数(dB)	输出/灵敏度/损耗	功率富余度
激光器输出	3 dBm	
APD在2.5 Gb/s时的灵敏度	−32 dBm	
允许损耗[3 −(− 32)]		35
光源连接器损耗	1 dB	34
跳线+连接器损耗	3+1 dB	30
光缆损耗(60 km)	18 dB	12
跳线+连接器损耗	3+1 dB	8
接收机连接器损耗	1 dB	7(最终的富余度)

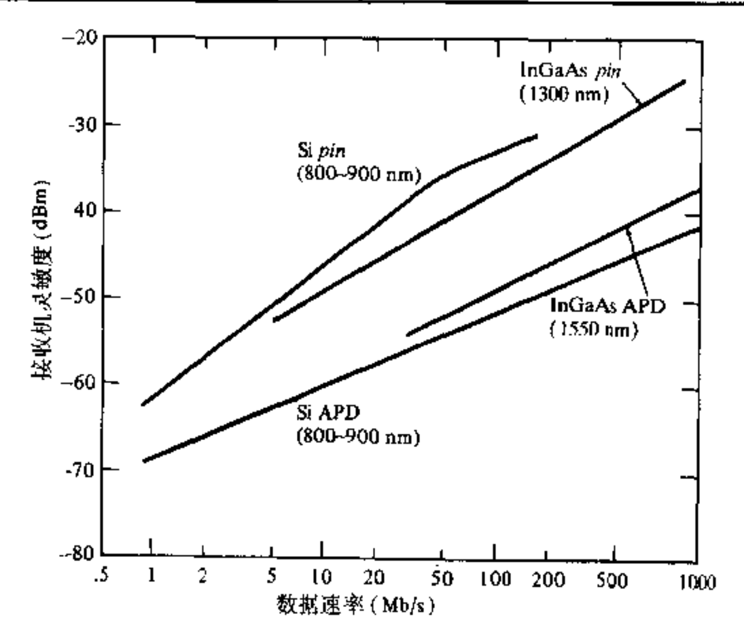


图8.3 作为比特速率函数的接收机灵敏度曲线，对于Si *pin*、Si APD和InGaAs *pin*的曲线，BER为10^{-9}；对于InGaAS APD的曲线，BER为10^{-11}

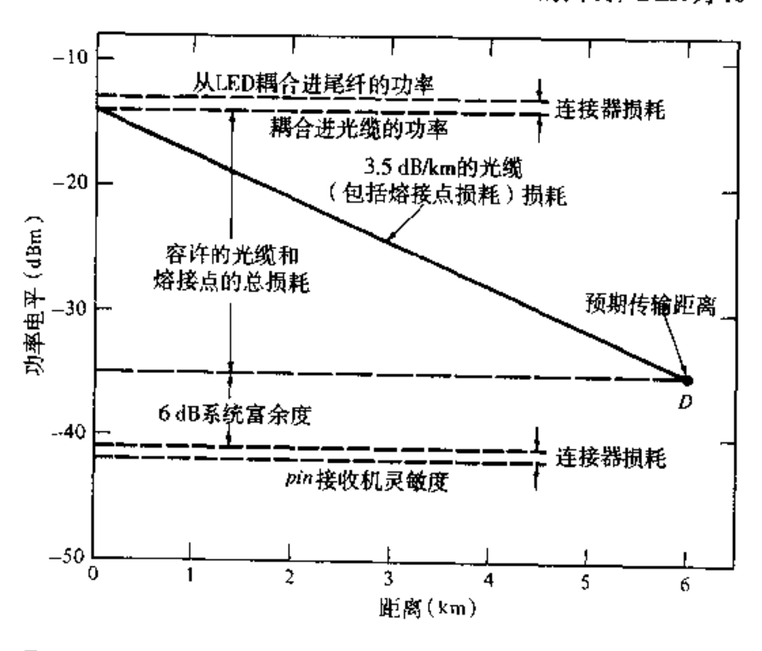


图8.4 工作在20 Mb/s的800 nm LED/*pin*系统的链路损耗预算图

8.1.3 展宽时间预算

确定光纤链路中色散限制的一种简便的方法是进行展宽时间分析。这种方法主要用于数字系统。在该方法中，链路总的展宽时间 t_{sys} 等于每一种因素引起的脉冲展宽时间 t_i 的平方和的平方根，即：

$$t_{sys} = \left(\sum_{i=1}^{N} t_i^2\right)^{1/2} \tag{8.3}$$

严重限制系统数据速率的四个基本因素是：发送机展宽时间 t_{tx}，光纤群速率色散（GVD）展宽时间 t_{GVD}，光纤模式色散展宽时间 t_{mod}，接收机展宽时间 t_{rx}。单模光纤没有模式色散，所以其展宽时间只与GVD有关。通常情况下，一条数字链路的总展宽时间劣化不得超过NRZ（非归零）比特周期的70%，或不超过RZ（归零）比特周期的35%。这里的比特周期定义为数字速率的倒数（NRZ和RZ数字格式将在8.2节进一步讨论）。

设计人员都熟悉发送机和接收机的展宽时间。发送机的展宽时间主要取决于光源及其驱动电路，接收机的展宽时间由光检测器响应和接收机前端的3 dB带宽决定。接收机响应的前端可以用一个具有阶跃响应的一阶低通滤波器进行模拟。

$$g(t) = [1 - \exp(-2\pi B_{rx} t)]u(t)$$

等式中，B_{rx} 表示接收机的3 dB电带宽，$u(t)$为阶跃函数，当 $t \geqslant 0$ 时其值为1，当 $t<0$ 时其值为0。接收机的展宽时间 t_{rx} 通常定义为在 $g(t)=0.1$ 和 $g(t)=0.9$ 之间的时间间隔，这就是我们熟知的10%到90%的上升时间。如果 B_{rx} 用兆赫兹表示，则接收机前端的展宽时间可用纳秒表示为（见习题8.3）：

$$t_{rx} = \frac{350}{B_{rx}} \tag{8.4}$$

事实上，实际中的链路很少由单一的、连续的、无连接点的光纤组成。相反，一条传输链路基本上都由几段相连的（首尾相连）光纤组成，各段光纤有不同的色散特性，尤其对于速率在10 Gb/s以上的色散补偿链路更是如此（参阅第12章）。另外，多模光纤在光纤之间的连接处要进行模式再分配，其原因可能是连接点的机械对准误差、光纤的纤芯有不同的折射率剖面、或是每条光纤上的模式混合程度不同。因此，确定光纤由GVD及模式色散产生的展宽时间要复杂得多。

在长度为 L 的光纤上由GVD产生的展宽时间 t_{GVD}，可以由（3.54）式近似为：

$$t_{GVD} \approx |D| L \sigma_\lambda \tag{8.5}$$

等式中的 σ_λ 表示光源的半功率谱宽，对于非色散位移光纤，色散系数 D 已由（3.57）式给出，对于色散位移光纤的 D 则由（3.59）式给出。一般来说，对于一条很长的链路，不同部分的色散数值不同，因此，（8.5）式中的 D 应取一个平均值。

对于多段相连的多模光纤，如果要预测它的带宽（或模式展宽时间），其难点在于观测得到的链路带宽与各段光纤连接的次序相关（成函数关系）。例如，相对于随机地将各段光纤（但差异极小）连接到一起的链路，交替使用过补偿或欠补偿折射率剖面的光纤可以达到均衡模式时延的目的，从而得到较宽的链路带宽。虽然最终的链路带宽可以通过选取光纤的连接次序而得到改善，但是这种方法不常用而且十分费时，因为链路中初始的一段光纤对总的链路特性有着决定性影响。

模式色散的许多成熟的理论已经发展起来。经过实践的验证，长度为L的链路带宽可以近似地表示为：

$$B_M(L)=\frac{B_0}{L^q} \tag{8.6}$$

等式中的参数q在0.50到1之间取值，B_0表示1 km光缆的带宽。当q=0.5时表示达到了稳定的模式平衡状态，当q=1时表示几乎没有模式混合。根据经验，一般认为q=0.7较为合理。

根据实验数据绘制的曲线，可以得到B_M另外的表达式，即：

$$\frac{1}{B_M}=\left[\sum_{n=1}^{N}\left(\frac{1}{B_n}\right)^{1/q}\right]^q \tag{8.7}$$

等式中参数q的变化范围在0.5（平方叠加再开平方）到1.0（线性叠加）之间，B_n表示第n段光纤的带宽。（8.7）式还可以写成：

$$t_M(N)=\left[\sum_{n=1}^{N}(t_n)^{1/q}\right]^1 \tag{8.8}$$

等式中的$t_M(N)$代表在N段光缆上的脉冲展宽，而其中的单段光缆的脉冲展宽用t_n表示。

现在，我们需要找出光纤中的展宽时间和3 dB带宽之间的关系。为了达到这个目的，我们运用由Midwinter推导出的一个表达式。假设光纤中的光功率满足高斯瞬态响应，使用公式可以表示为：

$$g(t)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}e^{-t^2/2\sigma^2} \tag{8.9}$$

等式中的σ表示均方根脉冲宽度。

这个函数表达式的傅里叶变换为：

$$G(\omega)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}e^{-\omega^2\sigma^2/2} \tag{8.10}$$

$t_{1/2}$表示脉冲降为其峰值的一半所需要的时间，即这个时间应满足如下关系：

$$g(t_{1/2})=0.5g(0) \tag{8.11}$$

由（8.9）式可以求得：

$$t_{1/2}=(2\ln 2)^{1/2}\sigma \tag{8.12}$$

如果我们定义t_{FWHM}为脉冲的半高全宽，则：

$$t_{\mathrm{FWHM}}=2t_{1/2}=2\sigma(2\ln 2)^{1/2} \tag{8.13}$$

3 dB的光带宽$B_{3\mathrm{dB}}$定义为如果使用频率$f_{3\mathrm{dB}}$调制光源，则此时接收端的光功率下降到零频率值的一半。于是，我们从（8.10）式及（8.13）式可知，t_{FWHM}和3 dB光带宽之间的关系可以表示为：

$$f_{3\mathrm{dB}} = B_{3\mathrm{dB}} = \frac{0.44}{t_{\mathrm{FWHM}}} \tag{8.14}$$

将（8.6）式用于光纤链路的3 dB带宽定义，并且假定t_{FWHM}表示模式色散引起的展宽时间，则由（8.14）式可得：

$$t_{\mathrm{mod}} = \frac{0.44}{B_M} = \frac{0.44L^q}{B_0} \tag{8.15}$$

如果t_{mod}使用纳秒表示，B_M用兆赫兹表示，则有：

$$t_{\mathrm{mod}} = \frac{440}{B_M} = \frac{0.44L^q}{B_0} \tag{8.16}$$

把（3.20）式、（8.4）式及（8.16）式代入（8.3）式，可以得到总的系统展宽时间为：

$$\begin{aligned} t_{\mathrm{sys}} &= \left[t_{tx}^2 + t_{\mathrm{mod}}^2 + t_{\mathrm{GVD}}^2 + t_{rx}^2\right]^{1/2} \\ &= \left[t_{tx}^2 + \left(\frac{440L^q}{B_0}\right)^2 + D^2\sigma_\lambda^2 L^2 + \left(\frac{350}{B_{rx}}\right)^2\right]^{1/2} \end{aligned} \tag{8.17}$$

等式中所有的时间都用纳秒表示，σ_λ表示光源的半功率谱宽，对于非色散位移光纤，其色散D（用ns/(nm · km)表示）的表达式已由（3.57）式给出；对于色散位移光纤，其表达式则由（3.59）式给出。在800 nm到900 nm的范围内，D大约为0.07 ns/(nm · km)，主要由材料色散构成。因此有$t_{\mathrm{GVD}}^2 \approx t_{\mathrm{mat}}^2 = D_{\mathrm{mat}}^2\sigma_\lambda^2 L^2$。在1300 nm和1550 nm窗口，$D$的值要小得多（见图3.26）。

例8.3 作为多模链路的展宽时间分析的一个例子，这里继续分析8.1.2节所讨论的链路。我们假定LED及其驱动电路有15 ns的展宽时间。采用典型的40 nm谱宽的LED，在6 km的链路上可以得到与材料色散相关的21 ns展宽时延。假定接收机有25 MHz的带宽，则由（8.6）式可得，接收机导致的上升时延为14 ns。如果我们选择的光纤有400 MHz · km的带宽距离积，而且（8.6）式中的q=0.7，则由（8.15）式得到模式色散引起的光纤展宽时间为3.9 ns。把这些数值全部代入到（8.17）式，则可以得到链路的展宽时间为：

$$\begin{aligned} t_{\mathrm{sys}} &= (t_{tx}^2 + t_{\mathrm{mat}}^2 + t_{\mathrm{mod}}^2 + t_{rx}^2)^{1/2} \\ &= \left[(15\ \mathrm{ns})^2 + (21\ \mathrm{ns})^2 + (3.9\ \mathrm{ns})^2 + (14\ \mathrm{ns})^2\right]^{1/2} \\ &= 30\ \mathrm{ns} \end{aligned}$$

对于20 Mb/s的NRZ数字流，这个结果低于允许的35 ns的最高上升时延。这些器件的选择符合系统的设计标准。

与功率预算的算法相似，在展宽时间预算中，为了记下不同的展宽时间值，一种方便的做法是运用列表法。作为一个例子，仍然对例8.2中的SONET OC-48（2.5 Gb/s）链路加以分析。

例8.4 假定半导体激光器及其驱动电路有0.025 ns（25 ps）的展宽时间。采用谱宽为0.1 nm、平均色散为2 ps/(nm · km)的1550 nm半导体激光器，在60 km长的光纤上，总共有12 ps（0.012 ns）与GVD相关的展宽时间。假定基于InGaAs-APD的接收机有2.5 GHz的带宽，则由（8.4）式可得接收机的展宽时间为0.14 ns。把不同部分的展宽时间代入（8.17）式，即可得到总的展宽时间为0.14 ns。

在表8.2中，第一列为器件，第二列为相关的展宽时间，第三列给出了2.5 Gb/s NRZ数据流所允许的系统展宽时间预算峰值0.28 ns。该值可以从$0.7/B_{NRZ}$的表达式中算出，这里的B_{NRZ}表示NRZ信号的比特速率。表格的底部给出了计算所得的0.14 ns的系统展宽时间。在这种情况下，系统的展宽时间主要由接收机决定，在本例中它能很好地满足系统的要求。

表8.2 以表格形式展示各单元对光链路展宽时间预算的作用

器件	展宽时间	展宽时间预算
允许的展宽时间预算		$t_{sys}=0.7/B_{NRZ}=0.28$ ns
激光发送机	25 ps	
光纤的GVD	12 ps	
接收机展宽时间	0.14 ns	
系统展宽时间		0.14 ns

8.1.4 第一窗口传输距离

图8.5显示了短波长（800 ~ 900 nm）LED/*pin*系统的无中继传输距离受衰减和色散限制的情况，显然无中继传输距离是数据速率的函数。对于任意的数据速率，BER都设定为10^{-9}。数据速率在200 Mb/s以下时，LED耦合进光纤的功率都假定为一个恒定的值 −13 dBm。损耗受限曲线是在使用损耗为3.5 dB/km的光纤和图8.3所示的接收机灵敏度的条件下画出的。对于给定的BER，接收机所需的最小光功率随着数据速率的提高而增加，因此其损耗受限曲线向右下滑。1 dB的连接器耦合损耗和6 dB的系统富余度已经计算在内。

色散的限制作用取决于材料色散和模式色散。对于谱宽为50 nm的LED，800 nm处的材料色散为0.07 ns/(nm · km)或3.5 ns/ km。图8.5中的曲线代表在没有模式色散时材料色散的限制作用，这个限制是指t_{mat}达到一个比特周期的70%时所传输的距离。对于带宽距离积为800 MHz · km和q=0.7的光纤，其模式色散可以由（8.15）式得到。模式色散的限制则是指t_{mod}达到一个比特周期的70%时所传输的距离。衰减曲线下面和色散曲线左边，也就是图8.5中画斜线的部分即为可获得的传输距离。当数据速率低于40 Mb/s时，传输距离主要受损耗的限制，速率高于40 Mb/s时，材料色散成为主要的限制因素。

如果使用半导体激光器与雪崩光电二极管，则可获得更长的传输距离。我们以一个AlGaAs的激光器为例，其谱宽为1 nm，在850 nm处能把0 dBm（1mW）的功率耦合进尾纤。接收机可以使用APD，其灵敏度列在表8.3中，所用光纤则与8.1.4节中的其他情况相同。在这种情况下，材料色散受限曲线位于右边的模式色散受限曲线之下，其损耗受限（包括8 dB的系统富余度）曲线如图8.5所示。可获得的传输距离位于两条虚线下面的区域中。

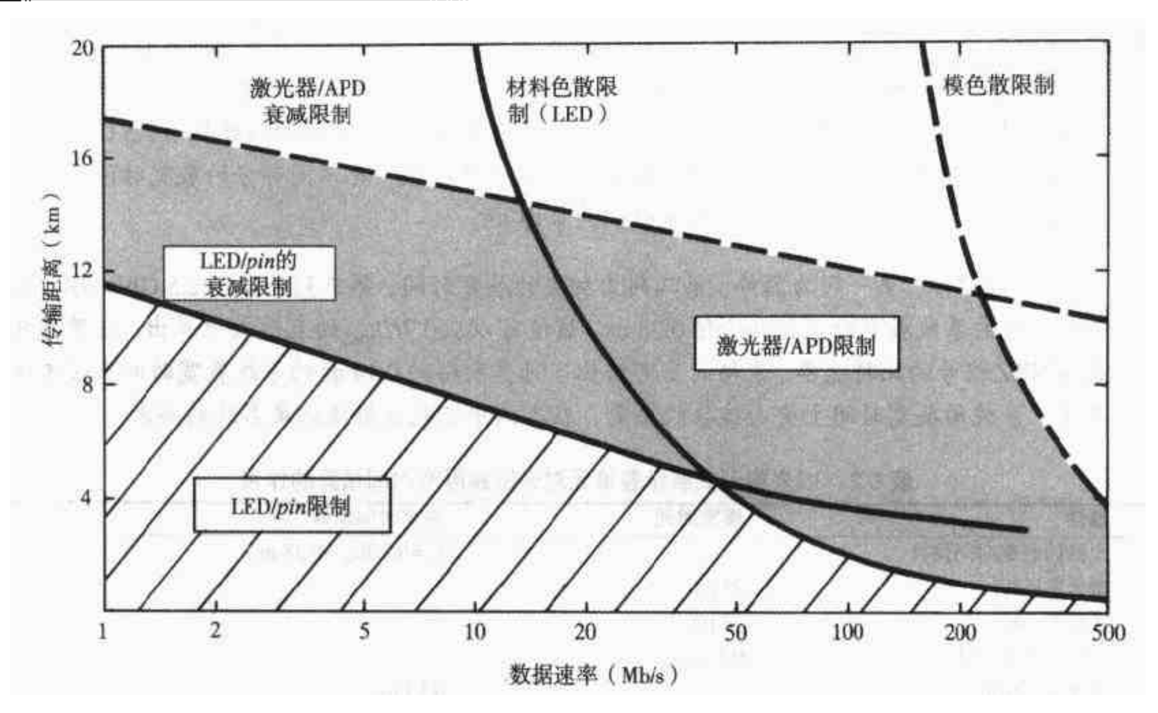


图 8.5 带宽距离积为 800 MHz · km 的光纤，当分别采用 800 nm 的 LED 光源 /Si *pin* 光检测器组合和850 nm半导体激光器光源/Si APD检测器组合时，其传输距离随数据速率变化的曲线

8.1.5 单模光纤链路的传输距离

对应于图8.5所示的情况，现在我们考查另一个极端情况，即工作在1550 nm窗口的单模链路。在这种情况下因为没有模式色散，光纤中的色散仅仅由GVD产生。取1550 nm处的色散系数为D=2.5ps/(nm · km)，损耗为 0.30 dB/km。对于光源，首先选取入纤光功率为 0 dBm 的激光器，其光谱较宽，这里取为 σ_λ=3.5 nm；其次再选择一个谱宽 σ_λ=1 nm 的激光器。接收机既可以使用InGaAs雪崩光电二极管（APD），其灵敏度为 P_r=11.5log$B$−71.0 dBm；也可以使用 InGaAs *pin* 光电二极管，其灵敏度为 P_r=11.5log$B$ − 60.5 dBm，其中 B 是数据速率，单位为 Mb/s。这两种光电二极管的损耗受限传输距离在图 8.6 中标出，其中包括 8 dB 的系统富余度。

现在考查两种色散限制的情况。首先令 σ=3.5 nm，图 8.6 给出了色散限制曲线，对于NRZ码，乘积$D\sigma_\lambda$等于比特周期的70%；对于RZ码，乘积$D\sigma_\lambda$等于比特周期的35%。其次，我们分析当 σ_λ=1 nm 时NRZ码的受限情况，注意由于谱线宽度的显著变窄引起的变化，当然这些曲线是在理想情况下得出的。实际上，由于与之耦合的光纤中的色度色散导致激光器工作的不稳定性，以及各种噪声影响会使色散受限距离大大减小。8.4 节将讨论这些因素以及它们对系统性能的影响。

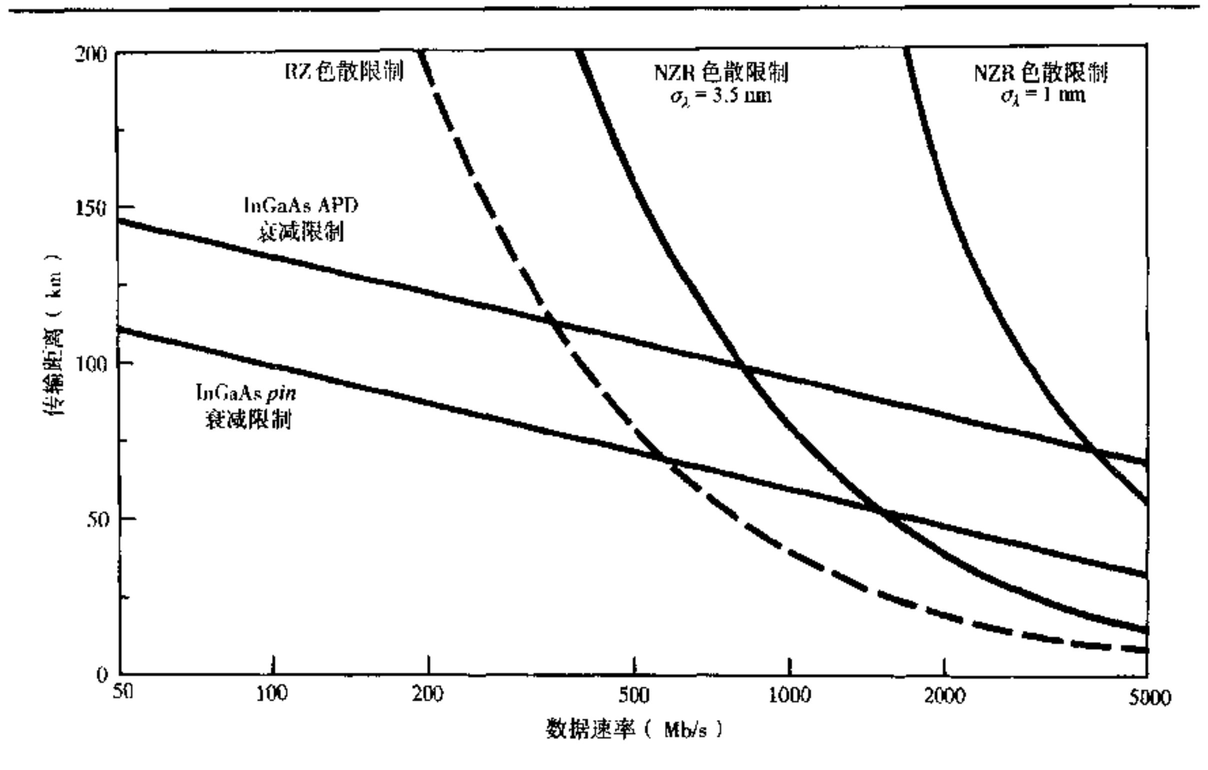


图8.6 激光器工作在1550 nm波段时，传输距离限制作为数据速率函数的曲线。本系统采用谱宽σ_λ分别为3.5 nm和1.0 nm的半导体激光器、InGaAs APD接收机，以及D=2.5 ps/(nm · km)、衰减为0.3 dB/km的单模光纤

8.2 线路编码

设计光纤链路时，要考虑的一个重要因素是传输光信号的格式。其重要性在于在任何实际的数字光纤链路中，接收机的判决电路必须精确地从到来的光信号中提取定时信息。定时的三个主要目的分别是在接收机的信噪比最大时对信号进行取样、保持适当的脉冲间隔、指示每个时间间隔的开始和结束。另外，在信号检测过程中，信道噪声和失真会导致误码，因此光信号应有内在的误码检测能力。这些特性可以通过信号的重组（或编码）而融入到数据流中。通常可以采取如下措施来实现，即在发送机一端按一定的规则和逻辑算法引入额外的比特到原始数据流中，并在接收机一端再将它们提取出来。

所谓信号编码是指使用一套规则把信号符号编排为一个特殊的格式。这个过程称为信道编码或线路编码。本节的目的就是考查各种适合光纤链路的数字传输的线路码。这里仅仅限于讨论二进制码，因为二进制码已广泛应用于电路编码中，同时它们又是光学系统中使用最方便的码。

线路编码的主要功能是在数据流中引入冗余码，其目的是为了使信道干扰引起的误码最小。通过引入大量的冗余码，可以实现任何级别上的无误码数字的数据传输，只要包括冗余码在内的数据速率小于信道容量。这是众所周知的仙农（Shannon）信道编码理论[17,18]的结果。

尽管采用光纤可以获得巨大的系统带宽，但考虑第7章中关于接收机的信噪比可知，较大的带宽将导致较大的噪声影响。因此从噪声方面考虑，希望得到最小的带宽。然而，要从数据流中获得定时数据就需要较大的带宽。通过选择特殊的线路码，可以在定时和噪声带宽之间达成折衷。通常，这主要由原始数据流预期的特性指标决定。

用于光纤传输链路的两电平二进制线路码有三种基本类型，它们分别是非归零（NRZ）格式、归零（RZ）格式和相位编码（PE）格式。在NRZ码中，传输的数据占满一个比特周期。对于RZ格式，脉冲宽度小于一个全比特周期。在PE格式中，既有全宽也有半宽的数据比特。也有可能采用多电平二元信号（MLB）[20]，但要远少于常用的NRZ和RZ编码。下面将给出NRZ和RZ编码的简要描述，其余的更为详细的知识可以在其他的通信书籍和文献中找到[9,21-25]。

8.2.1 NRZ码

现在已有好几种不同的NRZ码得到了广泛使用，它们的带宽可作为其他码组的参考。最简单的NRZ码就是NRZ电平（或NRZ-L），如图8.7所示。对于一个串行的数据流，在通/断（或单极的）信号中，使用充满一个完整周期的电流脉冲或光脉冲代表1，而没有脉冲发送则代表0。这些码很容易产生并将其译码，但他们没有内在的误差监测或纠错能力，而且也没有自有时钟（定时）特征。

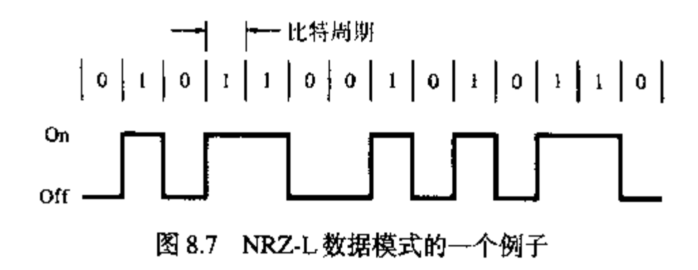


图8.7 NRZ-L数据模式的一个例子

NRZ码有最小的带宽要求，但接收机的平均输入功率却依赖于数据的模式。例如，在很长的连1码出现时，接收功率的高电平将会导致如图8.8所示的基线漂移效应。这种效应是由于接收机的交流耦合滤波器的低频特性引起脉冲拖尾的积累所造成的。若接收机在很长的连1码后恢复到原来阈值的过程很慢，而下一个1码的幅度又很低，就有可能产生误码。

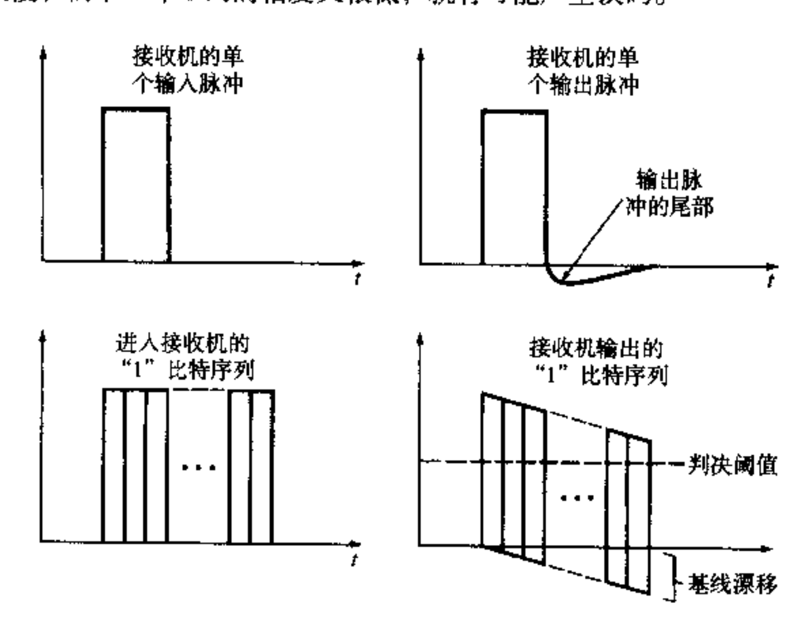


图8.8 传输长连NRZ 1码时引起的接收机基线漂移效应

另外，长的连1或连0 NRZ码没有定时信息，因为其中没有电平的变化。于是，除非系统的

定时时钟非常稳定，N个同样的长码就有可能将其误判为$N-1$个或$N+1$个，从而导致误码。但系统中高稳定时钟的应用将明显增加系统的成本，同时也需要很长的系统启动时间才能获得同步。限制长时间间隔内无电平变化的两个最常用的方法分别是采用分组码（见8.2.3节）和扰码[26-28]。扰码通过对数据流与一个已知的比特序列进行模二加运算，从而产生一个随机数据模式。在接收机中，再次对接收码与同样的已知比特序列进行模二加运算，就可以使原来的比特序列得到恢复。尽管经过扰码的NRZ码的随机性保证了足够的定时信息，但是对于NRZ码的应用将付出代价，这就是要增加NRZ编码和译码电路的复杂性。

8.2.2 RZ 码

如果有足够的带宽富余度，则可将每个数据比特编为两个光线路码比特，这就是RZ码的基础。在这些码型中，为了提供定时信息，既可在部分的也可在全部的比特周期内发生信号电平的变化。RZ码有许多形式，图8.9给出了一些码型，而基带（NRZ-L）数据则如图8.9(a)所示。单极RZ码中，1码由一个在比特周期的前半部或后半部的半周期光脉冲表示，而0码则由比特周期内的无信号表示。

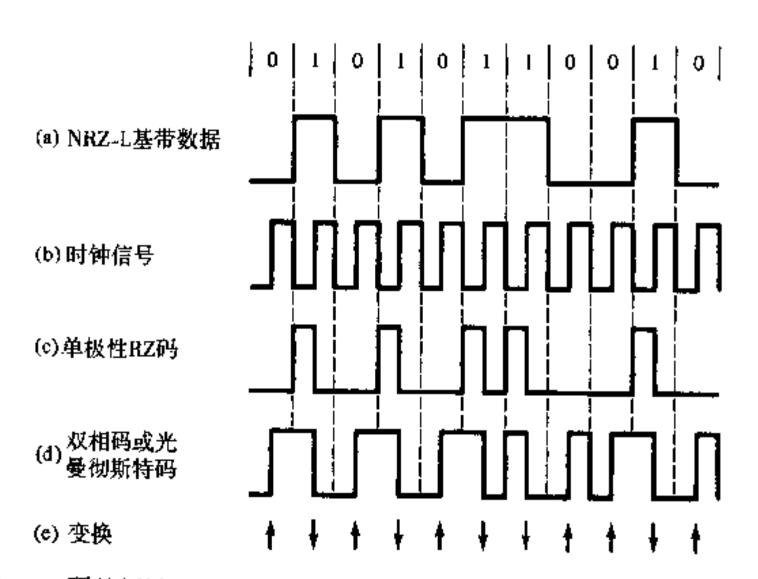


图 8.9　RZ码的例子：(a) NRZ-L基带数据；(b) 时钟信号；(c) 单极性RZ码；（d）双相码或光曼彻斯特码；（e）曼彻斯特数据在比特周期内发生的电平变换

单极RZ格式的一个缺点是长的连0码会导致定时同步的丢失。如图8.9(d)所示的双相码或光曼彻斯特码就是没有这种限制的常用数据格式。注意这是一个单极性码，与用在电线中的传统双极性曼彻斯特码是不同的。对基带（NRZ-L）信号和时钟信号（如图8.9b所示）直接进行模二加运算即可得到光曼彻斯特码。这种码的每个比特间隔的中心处都有电平变换，负向变换表示1比特，而正向变换则表示发送0比特。曼彻斯特码易于编码和译码，因为它是RZ型的码，所以它需要占用两倍NRZ码的带宽。另外，它也没有内在的误码检测和纠错能力。

同轴电缆或双绞线电缆系统经常使用双极性RZ码或交替传号转换（AMI）编码方案，这些线路码也可用于单极性的光学系统。两电平AMI光脉冲格式需要两倍NRZ码的传输带宽，但它们在数据流中提供定时信息，而且编码信息（这些码中固有的）的冗余量可以直接用于在线的误码监测。其他更为复杂的模式可用于高速链路中[30-34]。

8.2.3 分组码

一种高效率的冗余二进制码是 mBnB 分组码[35-38]。这种类型的分组码，是将由 m 个二进制比特构成的分组，转换为更长的由 n（$n>m$）个二进制比特构成的分组。这些新的分组以 NRZ 或 RZ 的格式传输。使用这种格式时，将面临带宽增加的代价，即附加的冗余比特将以 n/m 的比率增加带宽。mBnB 分组码可以提供足够的定时和检错信息，又因为它们没有长的连 1 和长的连 0 码，所以没有基线漂移问题。

对于分组码，引进累加（accumulated）或游动偏差（running disparity）的概念是方便的，即 0 码和 1 码个数差的累加。检测累加偏差的一种简单方法是使用上下翻转计数器。选择特定的分组码要考虑的关键因素是低的累加偏差和累加偏差变化的限制（累加偏差的最大值和最小值之间的差异），低的累加偏差抵消了信号的直流分量。对累加偏差的限制可以避免信号的低频分量，并通过检测累加偏差的溢出以实现误差监测。通常，在选择码字时要求 n 值为偶数，因为对于奇数 n，找不到累加偏差为 0 的码字。

几种 mBnB 码的参数对比列在表 8.3 中。表中的参数如下：

1. n/m 比率，代表带宽的增加；
2. 最大的连续同符号数 N_{max}（较小的 N_{max} 值更利于时钟恢复）；
3. 累加偏差 D 的限度；
4. 禁用字（不使用的 n 比特字符）所占的百分比 W（接收机对非法字符的检测可以实现字符重构）。

表 8.3 几种 mBnB 码的比较

码型	n/m	N_{max}	D	W(%)
3B4B	1.33	4	± 3	25
6B8B	1.33	6	± 3	75
5B6B	1.20	6	± 4	28
7B8B	1.14	9	± 7	27
9B10B	1.11	11	± 8	24

适合高速数据流的码有 3B4B、4B5B、5B6B 和 8B10B 码。如果编码和译码电路的简单性是主要标准，那么最方便的码是 3B4B 码。若主要关心的是带宽的降低，则最合适的码是 5B6B 码。在局域网应用中，光纤分布式数据接口（FDDI）广泛使用 4B5B 码，光纤信道中使用 8B10B 码[38]。

8.3 纠错

对于高速宽带网络，网络提供的数据传输可靠性可能要比应用中用户要求的可靠性低。这种情况下，网络的传输协议一定要能补偿比特丢失。提高可靠性的两个基本方法是自动请求重发（ARQ）和前向纠错（FEC）。ARQ 模式已使用了多年而且使用场合相当广泛。如图 8.10 所示，若接收机检测出误码，那么在接收机和发送机之间使用反馈信道技术请求消息重发，因为每次重发至少增加一个来回的执行时间，所以在需要较低执行时间的场合 ARQ 是不合适的。在这些应用中，语音及视频业务、过程控制、遥感等数据必须在某一规定的时间内到达时才有用处。

前向纠错避免了高带宽的光网络要求低延迟条件时 ARQ 的缺点。在 FEC 技术应用中，辅助信息和主信息同时传输，若主信息丢失或接收到误码，辅助信息就可以重构主信息。典型情况下，FEC 模式的冗余信息量是比较小的，不会占用大量的额外带宽，所以可以保持很高的效率。根据应用场

合，FEC 码的特性中还要考虑的内容包括适应 SONET（见 12 章）中的自同步扰码器（特征多项式 $1+x^{43}$）的能力，以及适应用于 FDDI 的 4B5B 线路码或用于光纤信道的 8B10B 线路码。

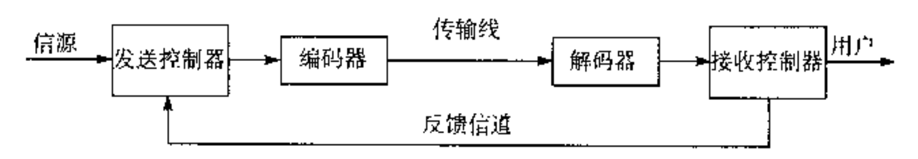


图 8.10　自动请求重发（ARQ）纠错模式的基本构成

最常用的纠错码是循环码。将它们标记为（n，m），其中 n 等于原比特数 m 加上冗余比特数。一些已经得到应用的例子，包括（224，216）短化的汉明（Hamming）码[40]、（192，190）Reed-Solomon 码[42]、（255，239）Reed-Solomon 码[43]、（18880，18865）和（2370，2358）短化的汉明码[44]。

（224，216）码的结果如图 8.11 和图 8.12 所示。图 8.11 是采用 FEC 译码的 BER 和原来的 BER 曲线的比较。其数据来自一个实验，该实验是在工作于 1300 nm 波段的 565 Mb/s 多模激光器系统上进行的。这个激光器的十分之一最大值的半高全宽（可称为 10 dB 全宽）为 4 nm。不同电平的 AWGN（加性高斯白噪声）注入到接收机判决点用以改变信噪比。使用 FEC 可以使误码率降低，从而使系统性能得到相对改善。例如，在原来的 BER 为 10^{-4} 时，FEC 能使性能大约提高 25 倍，而原来的 BER 达到 10^{-6} 时，使用 FEC 可以使误码级别大约降低 3000 倍。

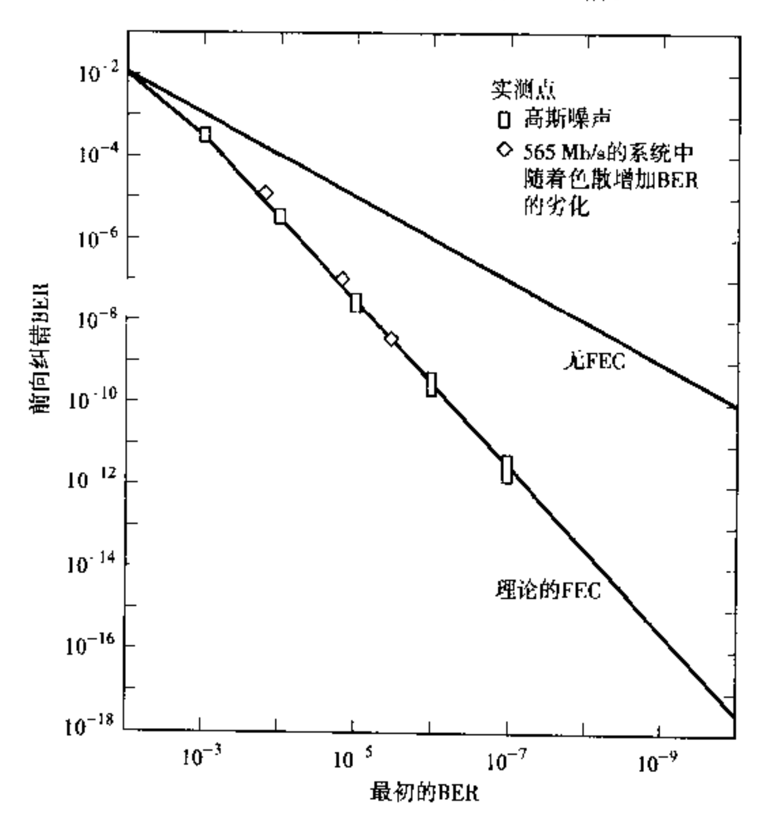


图 8.11　使用（224，216）码时，前向纠错（FEC）特性的计算值和实测值（经允许复制于 Grove，[40]© 1988，OSA）

图 8.12 给出的是在有和没有 FEC 时 BER 性能指标的测量值，BER 是接收光功率电平的函数。类似于图 8.11，在使用 FEC 时，BER 性能得到明显改善。

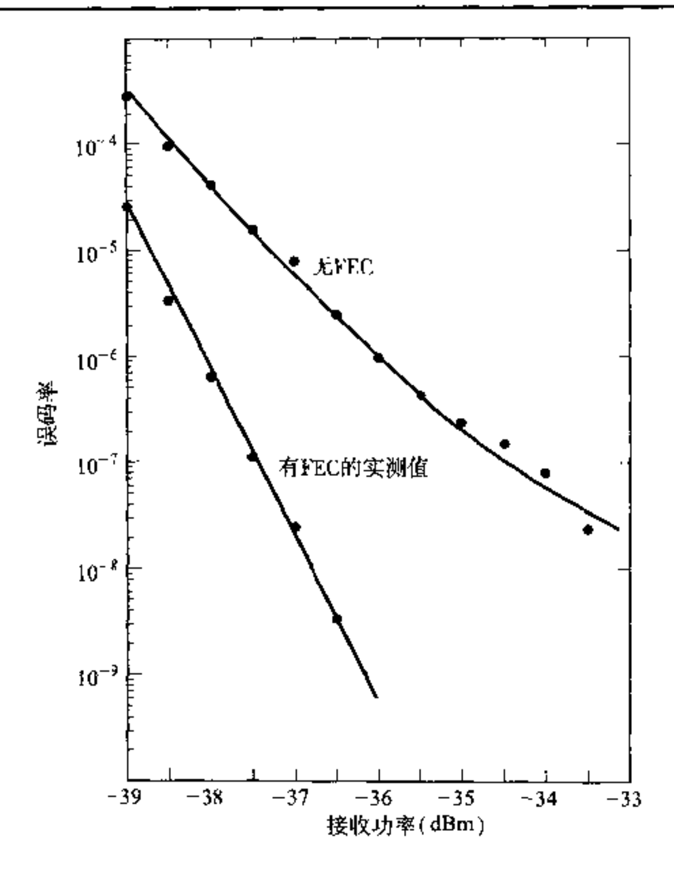


图 8.12 有 FEC 和没有 FEC 时的 565 Mb/s 传输系统的性能测试曲线（经允许复制于 Grove，[40]© 1988，OSA）

8.4 噪声对系统性能的影响

在 8.1 节的分析中，考虑到量子检测过程中的统计特性，我们假设投射到光检测器上的光功率是一个时间的确定函数。实际上，正如在 4.5 节中所看到的，由于传播光功率频谱的不理想性和光波导色散之间的各种相互作用，会导致投射到光检测器中的光功率发生变化。这些变化引起接收机输出噪声，因而导致光功率的损伤，这对于高速链路尤为严重。主要的损伤是由于模式噪声、波长啁啾、反射回激光器的光导致的频谱展宽以及模分配噪声引起的。单模光纤链路中不存在模式噪声，然而在这些系统中，模分配噪声、啁啾和反射噪声都是很关键的。

8.4.1 模式噪声

相干激光器的光耦合到多模光纤中时，将会产生模式噪声。一般对运行在低于 100 Mb/s 的链路，这还构不成一个问题；而运行速度在 400 Mb/s 附近或更高时，模式噪声就会变得非常严重。下列因素可以产生光纤链路中的模式噪声：

1. 链路中的机械扰动，例如振动、连接器、熔接头、微弯、光源或检测器与光纤的耦合点，可以产生模式时延差或光功率的模式和空间滤波。这将会在接收端产生光斑图的瞬时波动，从而在接收机中产生模式噪声。
2. 光源中频率的波动也可导致模间时延。当相干时间远大于光纤中的模间色散时延 δT 时，相

干光源就会形成光斑图。若光源的频谱宽度为$\delta\nu$，那么它的相干时间为$1/\delta\nu$。在光源的相干时间远小于模间色散时间的条件下，光斑图会产生起伏从而导致模式噪声。某一个模式对之间的干涉产生的模式失真表现为频率的正弦脉动，其频率为：

$$\nu = \delta T \frac{d\nu_{\text{source}}}{dt} \tag{8.18}$$

其中$d\nu_{\text{source}}/dt$是光频的变化率。

一些研究者已经考查了模式噪声对数字链路中误码率（BER）性能的影响。例如，图8.13解释了把模式噪声加到一个雪崩光电二极管接收机系统时的误码率。该分析是以其接收脉冲为高斯型、系统工作波长在1200 nm处、而数据速率为280 Mb/s为前提的。本图中的因子M'与光检测器中的光斑数目有关。光斑数很大时（M'=2910），误码率的曲线非常接近无模式噪声时的情况。随着光斑数目的减少，性能开始劣化。当M'=50时，要保持误码率为10^{-6}，需要接收光功率增加1.0 dB。当M'=20时，若要达到10^{-6}的BER，需要比无模式噪声时增加多于2.0 dB的光功率，当M'=4时，需要增加的功率数则为4.9 dB。

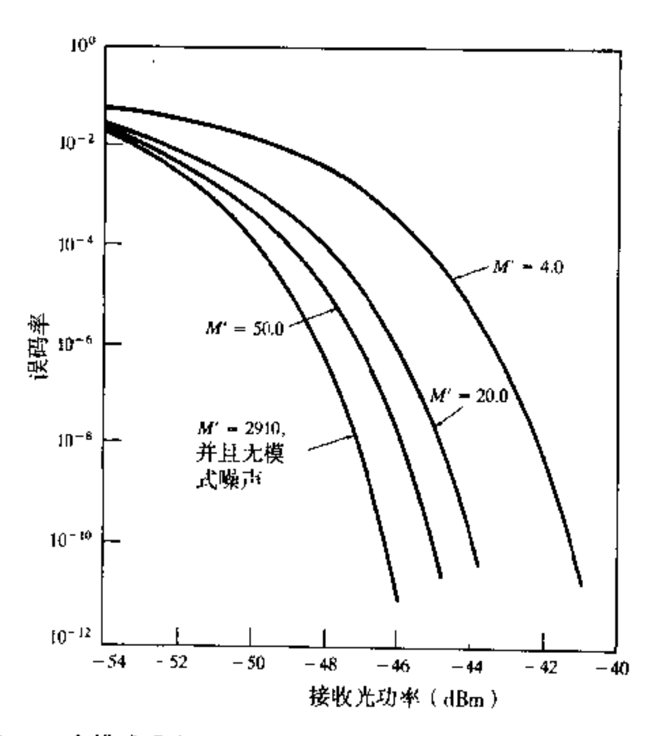


图 8.13　含模式噪声的280 Mb/s的雪崩光电二极管系统的误码率曲线M'（经允许复制于Chan and Tjhung，[49]© 1989，IEEE）

基于激光器的高速多模光纤链路的性能很难推算，这是因为模式噪声影响的大小在很大程度上取决于特定的铺设方式。所以，最好的办法就是逐项消除它，对此可以采用下列办法：

1. 使用LED光源（它们是非相干源），主要用于避免模式噪声；
2. 使用有很大数目的多纵模（10个或更多）激光器，这将增加光斑图的粒状性，从而降低链路中因机械干扰而引起的光强度起伏；
3. 使用数值孔径较大的光纤，因为它支持很多模式，从而导致光斑数目很多；

4. 使用单模光纤，因为它只支持一个模式，于是就不存在模式之间的相互干涉。

最后一点需要做一些说明，如果在光纤连接器或熔接头处出现了模式耦合，部分光功率会从基模转移到次最低阶模（LP_{11}模）上，于是在两个连接器之间或熔接点附近的短光纤段内就会有功率相当大的LP_{11}存在[46,50]，如图8.14所示。在单模系统中，模式噪声只会发生在短连接线路中、连接半导体激光器的光纤跳线中或者在两个相距很近的高损耗熔接头之间的短距离光纤段中。为了防止这种情况，应该使短截光纤以及光纤跳线的有效截止波长远远小于系统工作波长，于是对于连接器或熔接头之间有很长光纤的情况，模式耦合的影响可以不予考虑，因为LP_{11}模在长线路上衰减得非常快。

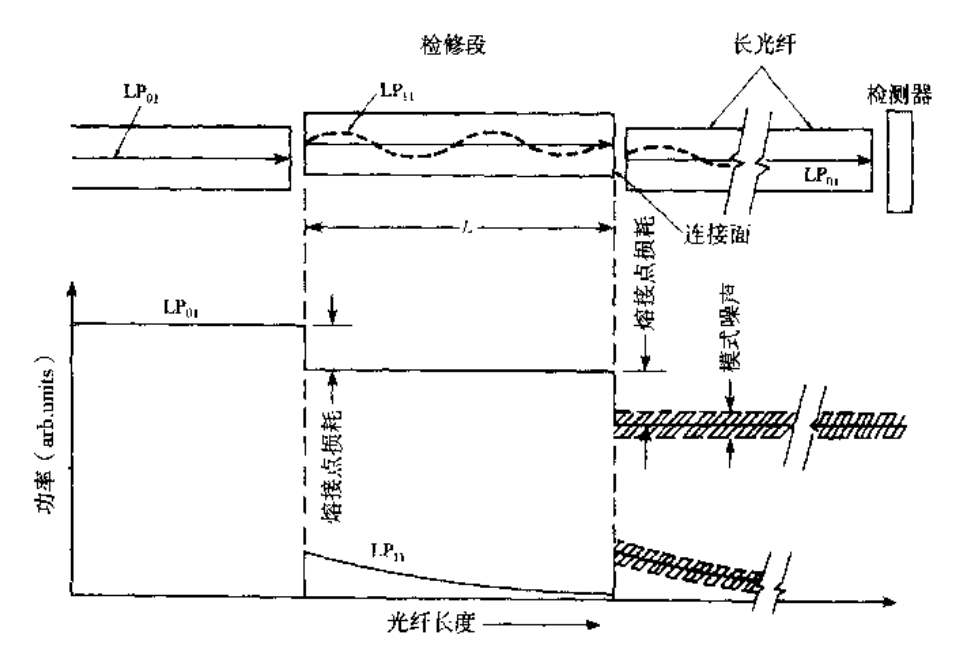


图8.14 由于在连接器或熔接点附近，LP_{01}模和LP_{11}模会发生光功率交换，因而在单模光纤链路里因检修而接入的检修段中会产生模式噪声（经允许复制于Sears, White, Kummer, and Stone,[46]© 1986, IEEE）

8.4.2 模分配噪声

从第4.5节中我们知道，模分配噪声是与半导体激光器中纵模的强度起伏相联系的[51-59]，这是因为未能有效地抑制激光器边模。模分配噪声是单模光纤中最主要的噪声。即使其总的输出光强不变，多模激光器的各个模式都会发生强度起伏，如图8.15所示。无论是在单个脉冲内部或是在脉冲与脉冲之间，功率分布都可能发生显著的变化。

因为半导体激光器的发射方向图具有很强的方向性，这些强度起伏的模式所携带的光功率可以通过很高的效率耦合进入光纤，加之由于模式之间有一个小的波长差（参见第3.3节），于是每种纵模进入光纤后将有不同的损耗和时延。如果主模式的功率起伏很大，伴随着光纤的高色散，则在系统接收端所收到的信号电平就会有明显的变化。

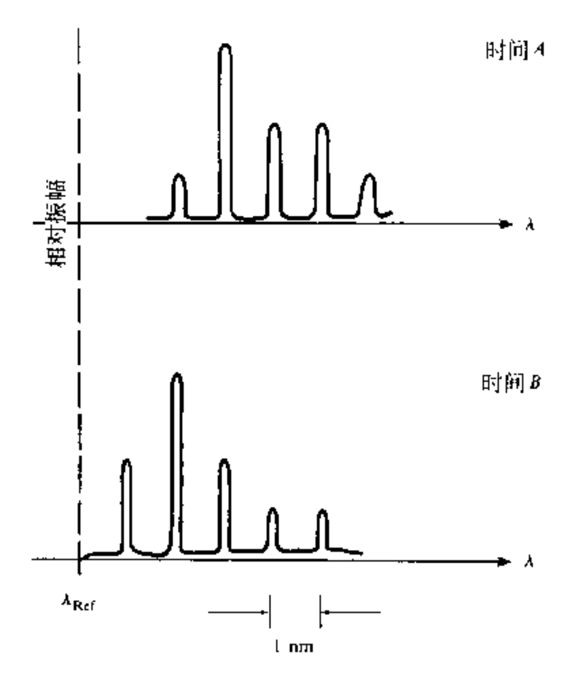


图8.15　半导体激光器随时间动态变化的频谱图，不同的模式或模式群决定不同时刻的输出光强，模式的波长间距大约为1 nm

由于模分配噪声导致的信噪比是与信号功率无关的，因此我们减小整个系统的差错率的工作就受到这种噪声的限制。这是其与接收机灵敏度劣化之间的一个很重要的区别，后者通常是由于光纤的色度色散引起的，因而可以利用提高信号功率的方法加以补偿。

由激光器模分配噪声导致的功率损伤可以dB为单位近似用下式表示[56]：

$$p_{\text{mpn}} = -5\frac{x+2}{x+1}\log\left[1-\frac{k^2Q^2}{2}(\pi BLD\sigma_\lambda)^4\right] \tag{8.19}$$

等式中x是APD的过剩噪声因子，Q是信噪比因子（参见图7.7），B是以Gb/s为单位的比特速率，L是以km为单位的光纤长度，D是光纤的色度色散系数，其单位为ps/(nm · km)，σ_λ是以nm为单位的光源均方根谱宽，k是模分配噪声因子。参数k的精确值很难确定，对于不同的激光器，其值在0到1之间变化，一般可以使用0.6到0.8的经验值。为使功率损伤小于0.5 dB，一个好的传输系统应满足$BLD\sigma_\lambda<0.1$。

模分配噪声的影响在高比特速率的系统中表现得更为明显。有一种办法可以使模分配噪声导致的误码减小甚至消除，这就是使激光器的偏置点略高于阈值。然而，提高偏置功率电平又会降低信号脉冲功率，使得热噪声导致的信噪比下降。

为了描述模分配噪声的影响，研究人员试图为半导体激光器的频谱寻找一个等价的实验可测的指标，使用该指标可以对系统性能进行精确的理论预测。其中的一种途径应用于有多个激射模式的激光器[56]，另一种应用于两模式激光器[53,54]，其他边模都在受激辐射阈值之下。第二种情况更具有实际意义，因为模分配起伏的分布是指数形式而非高斯分布，这就说明起伏会造成非常高的误码率，除非激光器的非受激辐射模式受到了极大的抑制。

图8.16分析比较了模分配噪声导致的BER和不存在模分配噪声的系统BER，两条曲线表示总的系统误码率分别为10^{-9}和10^{-12}。作为一个例子，要使系统总的误码率保持在10^{-9}，则要使接收机的误码率保持在10^{-12}，也就要求模分配噪声导致的误码率低于10^{-12}，如图中的A点所示。与之等

价的条件是使模式强度比$I_0/J_0 \simeq 50$，I_0是主发射模式的平均强度，J_0是最大非受激发射模式的平均强度。

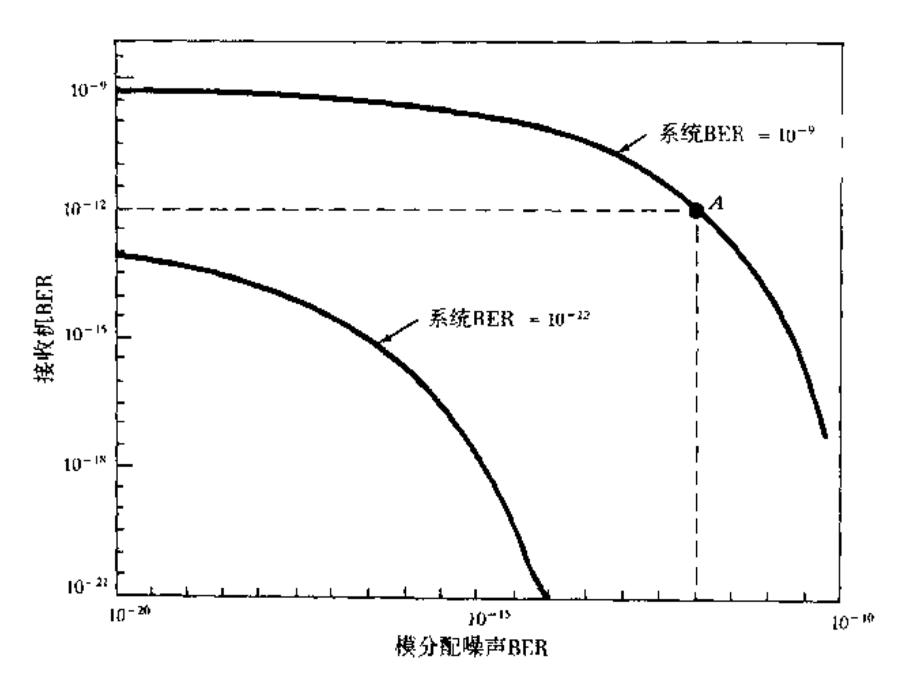


图 8.16　比较模分配噪声导致的BER和没有模分配噪声的系统BER（经允许复制于Basch，Kearns，and Brown，[54] © 1986，IEEE）

为了避免系统中由于未经有效压缩的边模功率分配导致的高误码率，必须非常小心地选择激光器。要得到边模的动态特性，可以通过测量激光器输出光子的统计特性，或测量实际偏置条件下的误码率。

8.4.3 啁啾

单纵模激光器在CW工作模式下，当直接调制注入电流时会发生动态的谱线展宽[59-66]。直接调制导致了载流子浓度的变化，伴随发生的谱线展宽是一种频率"啁啾"。当发射波长不等于光纤的零色散波长时，激光器的啁啾可能会使强度调制后的光脉冲发生非常严重的色散效应。这对于工作波长为1550 nm的系统造成的影响特别严重，因为在典型的非色散位移光纤中，1550 nm系统的色散要远大于1300 nm系统。

作为一个很好的近似，与时间相关的激光频率偏移$\Delta\nu(t)$可以用输出光功率$P(t)$表示如下[63]：

$$\Delta\nu(t)=\frac{-\alpha}{4\pi}\left[\frac{d}{dt}\ln P(t)+\kappa P(t)\right] \tag{8.20}$$

其中α是线宽展宽因子[66]，κ是一个与频率无关的因子，它取决于激光器的结构[63]。对于AlGaAs激光器[67]，因子α的取值范围是−3.5到−5.5，而对于InGaAsP激光器[68]，α在−6到−8之间。

减小啁啾的一种方法是提高激光器的偏置电流，这样调制电流在小于阈值时就无法驱动激光器，因为在阈值点附近，$\ln P$和P变化得最快。但是这样做也导致了较低的消光比（即有脉冲时的光功率与无脉冲时的光功率之比），而信号－背景噪声比的下降直接造成了消光比功率损伤，这种损伤可达几个分贝。图8.17中给出了两种类型激光器关于此类损伤的例子。消光比越高（偏置点相

对于阈值越低），消光比功率损伤越小，但同时啁啾引入的功率损伤就越大。

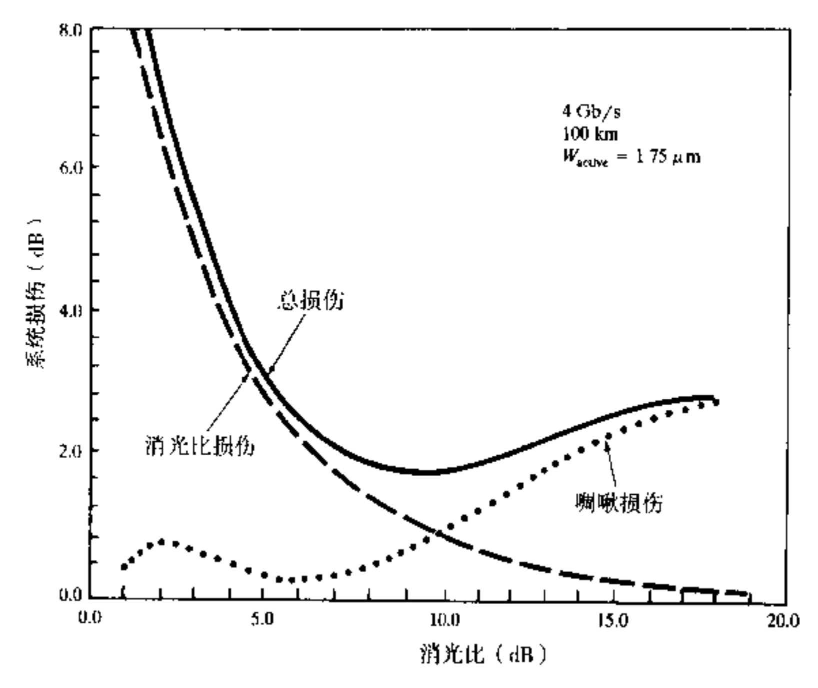


图8.17　某光纤链路在1550 nm处的消光比功率损伤、啁啾功率损伤和总的系统功率损伤曲线，该光纤链路长100 km，数据速率为4 Gb/s，光纤色散D=17 ps/(nm · km)，所使用的DFB激光器其有源层宽度为1.75 mm（经允许复制于Corvini and Koch，[63] © 1987，IEEE）

当激光器的啁啾效应很小时，接收眼图的眼闭Δ可以使用下式近似表示[62]：

$$\Delta = \left(\frac{4}{3}\pi^2 - 8\right) t_{\text{chirp}} DLB^2 \delta\lambda \left[1 + \frac{2}{3}(DL\delta\lambda - t_{\text{chirp}})\right] \tag{8.21}$$

其中t_{chirp}是啁啾的持续时间，B是比特速率，D是光纤色度色散系数，L是光纤长度，$\delta\lambda$是啁啾引入的波长漂移。

对于APD系统，信号幅度减小导致的信噪比劣化可以用来估算功率损伤，即：

$$P_{\text{chirp}} = -10\frac{x+2}{x+1}\log(1-\Delta) \tag{8.22}$$

其中x是APD的过剩噪声因子。

减小啁啾效应一个最理想的办法是选择激光器的发射波长接近于光纤的零色散波长。这类实验[28]的结果表示，色度色散没有造成接收机灵敏度的下降。

图8.18显示了不同的单模光纤链路中，在以5 Gb/s的速率传输时啁啾的影响[59]。其中，边模抑制比在30 dB以下，反射光功率低于传输功率至少30 dB，消光比约为8 dB。在1536 nm处，标准非色散位移光纤其色散系数D=17.3 ps/(nm · km)，色散位移光纤D=−1.0 ps/(nm · km)。组合光纤链路由常规的正色散光纤和负色散光纤级联而成，这样可以压缩信号的频谱从而使色散得到补偿。因此从图8.18中可以看到，采用色散位移光纤和组合光纤的链路中啁啾损伤明显下降。

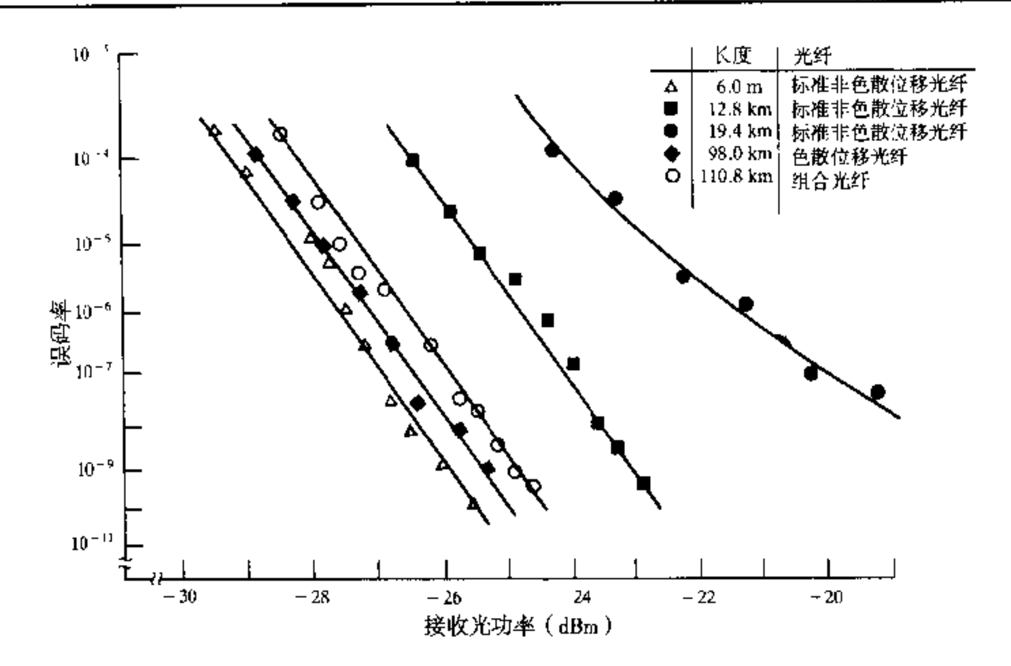


图8.18 不同的单模光纤链路中，在以5 Gb/s的速率传输时啁啾的影响，激光器边模抑制比大于30 dB，反射功率低于传输信号功率至少30 dB，消光比约为8 dB，在1536 nm处标准的非色散位移光纤其色散系数D=17.3 ps/(nm · km)，色散位移光纤D=−1.0 ps/(nm · km)(经允许复制于Heidemann，[59]© 1988，IEEE)

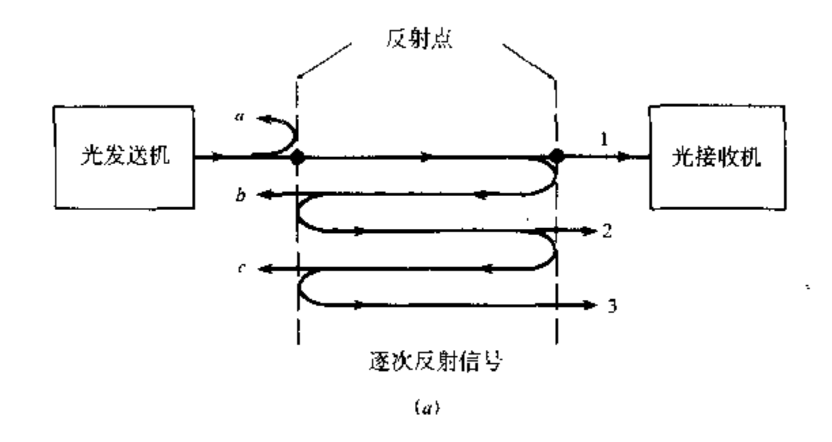
8.4.4 反射噪声

光在光纤中传播时，在出现折射率不连续的情况时一部分光功率会被反射回来，这种不连续性出现在诸如熔接头、耦合器、滤波器或光纤连接器的空气－玻璃界面上。反射信号对发送机和接收机的性能都会产生不利影响[41,59,69-71]。在高速系统中，这种反射功率造成的光反馈会使激光器处于不稳定状态。这种不稳定表现为激光器的强度噪声（输出功率起伏）、抖动（脉冲失真）或相位噪声，同时引起发射波长、线宽和阈值电流的变化。由于减小了信噪比，这些因素导致对接收机灵敏度的两种功率损伤：其一，如图8.19(a)所示，多个反射点形成的干涉谐振腔使功率反馈到了激光器的谐振腔，因而相位噪声转变成了强度噪声；其二，多条光路径导致接收端出现了不同时延的伪信号，造成了码间串扰，这种情况如图8.19(b)所示。

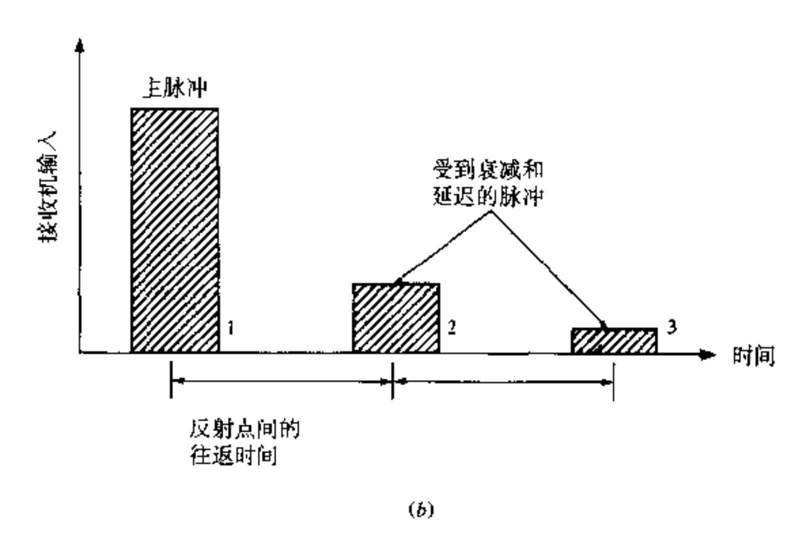
遗憾的是，这种噪声又是与信号相关的，提高发送功率或接收功率，对由此产生的误码率都没有任何改善作用，因此必须找到一种消除反射的方法。首先让我们来看看反射的大小，正如在（5.10）式所看到的，一根截断的石英光纤端面与空气的界面上的光功率反射率为：

$$R=\left(\frac{1.47-1.0}{1.47+1.0}\right)^2=3.6\%$$

这相当于回传光功率损耗低于入射光功率14.4 dB。如果对光纤的一端进行抛光处理，则会在表面产生一个很薄的高折射率层，其折射率大约为1.6，这将使反射率达到5.3%（12.7 dB的回传损耗）。当两个反射点之间的距离为半波长的整数倍时，所有的多次反射路程都将是波长的整数倍，这样就进一步增加了反射功率。在这种情况下，每一个来回的反射光将是同相位的，从而形成了相加干涉。光功率反射率将是原来的四倍，对未抛光的光纤端面为14%或相当于8.5 dB的回传损耗，而经过抛光的光纤端面的反射率为22%（6.6 dB的回传损耗）。



(a)



(b)

图 8.19　(a) 两个折射率不连续点在光纤链路中形成的多次反射；(b) 两个反射点之间的每一个来回中，由于脉冲被部分反射而产生附加损耗，其前向传输部分的附加时延导致了码间串扰

如果以分贝为单位的回传损耗保持在 −15 dB 至 −32 dB[69] 范围内时，则对数据传输速率在 500 Mb/s 到4 Gb/s范围内的系统因反射引起的功率损伤可以降至十分之几个分贝以下。减小光反射可以采用以下几种方法：

1. 将光纤末端制成曲面或与光发射面有一定夹角的平面。这样做的目的是使反射光偏离光纤的轴线，而不会重新进入光纤。当平面夹角为 5°～15° 时，回传损耗可以达到 45 dB 甚至更高，但这样做也会增加光纤连接器的插入损耗和复杂度；
2. 在光纤与空气的交界面之间涂上用于折射率匹配的油或凝胶。这样处理后，回传损耗通常能达到 30 dB 以上。但实际中如果连接器要经常插接，这种方法就不太好，因为污染物可能会在接口处聚集；
3. 使用在端面进行物理连接的连接器（即所谓*PC*连接器），使用这种连接器可以得到25～40 dB 的回传损耗；
4. 在光发送模块中使用光隔离器，使用这种器件可以很容易达到25 dB 的回传损耗，但同时也带来了 1 dB 的链路前向损耗。

习题

8.1 画图比较（参见图 8.4）下面两个速率为 100 Mb/s 的系统其损耗受限的最大传输距离，并将计算结果用表格的形式表示。

系统 1 工作在 850 nm：

(a) GaAlAs 半导体激光器：0 dBm（1 mW）的功率耦合进光纤；

(b) 硅雪崩光电二极管：灵敏度 −50 dBm；

(c) 渐变折射率光纤：在 850 nm 处的损耗为 3.5 dB/km；

(d) 连接器损耗：每个连接器为 1 dB。

系统 2 工作在 1300 nm：

(a) InGaAsP LED：−13 dBm 的功率耦合进光纤；

(b) InGaAs *pin* 光电二极管：灵敏度 −38 dBm；

(c) 渐变折射率光纤：在 1300 nm 处的损耗为 1.5 dB/km；

(d) 连接器损耗：每个连接器 1 dB。

每个系统均要求有 6 dB 的系统富余度。

8.2 某工程师有以下器件可供选用：

(a) GaAlAs 半导体激光器，工作波长 850 nm，能将 1 mW（0 dBm）的功率耦合进光纤；

(b) 有 10 段 500m 长的光缆，损耗为 4 dB/km，两端均有连接器；

(c) 每个连接器的损耗为 2 dB；

(d) 一个 *pin* 光电二极管接收机；

(e) 一个雪崩式光电二极管接收机；

这个工程师想利用上述器件构成一个速率为 20 Mb/s 的 5 km 长的光纤链路，如果 *pin* 和 APD 接收机的灵敏度分别为 −45 dBm 和 −56 dBm，则在需要 6 dB 的系统富余度时应选用哪一种接收机？

8.3 利用阶跃响应 $g(t)$，证明（8.4）式给出了接收信号从 10% 到 90% 的上升沿时间。

8.4 (a) 证明（8.12）式；

(b) 证明从（8.10）式和（8.13）式可以推导出（8.14）式。

8.5 如果（8.9）式中的高斯脉冲在 $1/e$ 处的全宽为 t_e，试证明 3 dB 带宽与 t_e 的关系可用下式表示：

$$f_{3\mathrm{dB}} = \frac{0.53}{t_e}$$

8.6 一个数据速率为 90 Mb/s 的 NRZ 数据传输系统用于传输两个 DS3 信道，所用的 GaAlAs 半导体激光器的谱宽为 1 nm，发送脉冲的上升沿时间为 2 ns，所使用的渐变折射率光纤的带宽距离积为 800 MHz · km，传输距离为 7 km。

(a) 如果接收机带宽为 90 MHz，模式混合因子 q=0.7，则系统的展宽时间为多少？该时间是否符合 NRZ 数据传输的需要（即小于脉宽的 70%）？

(b) 如果在 7 km 的链路中没有出现模式混合，即 q=1.0 时系统的展宽时间又是多少？

8.7 验证图 8.5 中下述系统传输距离随数据速率变化的曲线，发送机采用工作于 850 nm 的 GaAlAs 半导体激光器，它耦合进光纤的功率为 0 dBm（1 mW），谱宽为 1 nm，光纤在 850 nm 处的损耗为 3.5 dB/km，其带宽距离积为 800 MHz · km。接收机采用硅雪崩光电

二极管，其灵敏度 - 速率曲线如图 8.3 所示。为了运算方便，将接收机的灵敏度（单位 dBm）近似表示为：

$$P_R = 9\log B - 68.5$$

其中 B 是用 Mb/s 表示的数据速率。当速率在 1 ~ 1000 Mb/s 范围内时，画出损耗受限传输距离的曲线（包括每个连接器的 1 dB 损耗和系统富余度 6 dB），以及完全模式混合条件下（q=0.5）的模式色散、无模式混合条件下（q=1.0）的模式色散和材料色散对传输距离的限制作用。

8.8 与图 8.5 类似，画出下述系统的传输距离 - 数据速率曲线。发送机采用工作于 1300 nm 的 InGaAsP LED，它可以将 −13 dBm（50 mW）的功率耦合进光纤，谱宽为 40 nm；所用光纤在 1300 nm 处的损耗为 1.5 dB/km，带宽距离积为 800 MHz · km；接收机使用 InGaAs *pin* 光电二极管，它的灵敏度曲线如图 8.3 中所示，从曲线出发，我们可以得到其灵敏度（单位 dBm）的近似计算公式：

$$P_R = 11.5\log B - 60.5$$

其中 B 是以 Mb/s 为单位的数据速率。在 10 ~ 1000 Mb/s 的范围内画出损耗受限传输距离的曲线（包括每个连接器的 1 dB 损耗和系统富余度 6 dB），以及完全模式混合条件下（q=0.5）的模式色散、无模式混合条件下（q=1.0）的模式色散的限制作用。注意此时材料色散可以忽略，如图 3.13 中所示。

8.9 一个工作波长为 1550 nm 的单模光纤链路，需要在无放大器的条件下以 622 Mb/s 的数据速率传输 80 km。所使用的单模 InGaAsP 激光器平均能将 13 dBm 的光功率耦合进光纤，光纤的损耗为 0.35 dB/km，而且每公里处有一个损耗为 0.1 dB 的熔接头；接收端的耦合损耗为 0.5 dB，使用的 InGaAs APD 的灵敏度为 −39 dBm；附加噪声损伤大约为 1.5 dB。做出这个系统的功率预算并计算出系统的富余度。如果速率改为 2.5 Gb/s，APD 的灵敏度变为 −31 dBm，则系统富余度又是多少？

8.10 光纤系统中常用的 RZ 码是光曼彻斯特码，它是由基带信号（NRZ-L）和倍频时钟信号直接进行模二加所得的结果，如图 8.9 所示。使用这种方法，画出对数据 001101111001 编码后的脉冲序列。

8.11 设计从 NRZ 码到光曼彻斯特码变换的编码逻辑。

8.12 考虑如图 P8.12 所示的 NRZ 数据到 PSK（相移键控）波形的编码器，利用这个编码器，画出数据 0001011101001101 的 NRZ 和 PSK 波形。

8.13 3B4B 码的编码是按照表 P8.13 中的规则，将 3 个一组的码字转换成 4 个一组的形式。当遇到两个以上连续的全 0 码组时，编码时就轮流使用 0010 和 1101 两个码组；当遇到连续的全 1 码组时，则轮流使用 1011 和 0100。

(a) 利用上述编码规则，给下面的数据编码：

010001111111010000000001111110

(b) 编码后最大的连 0 或连 1 的数目是多少？

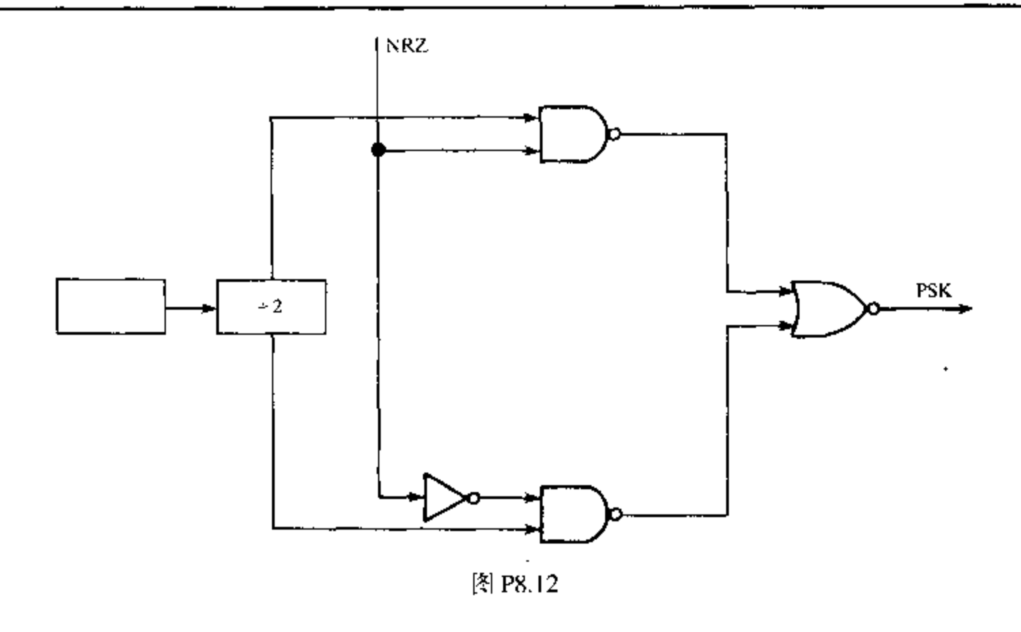


图 P8.12

表 P8.13

原来的码	3B4B 码	
	模式 1	模式 2
000	0010	1101
001	0011	
010	0101	
011	0110	
100	1001	
101	1010	
110	1100	
111	1011	0100

8.14 考虑（8.19）式中激光器模分配噪声导致的功率损伤：

(a) 在 BER 为 10^{-10}，所用 InGaAs APD 的 x=0.7，模分配噪声因子 k 分别等于 0.4、0.6、0.8 和 1 时，画出功率损伤（单位 dB）随因子 $BLD\sigma_\lambda$（0 到 0.2 之间）变化的曲线；

(b) 如果使用谱宽为 2.0 nm 的多模激光器，在 100 km 的链路上传输 155 Mb/s 和 622 Mb/s 信号时所需的最小色散分别是多少？其功率损伤为 0.5 dB。

8.15 (a) 利用（8.21）式，画出啁啾引入的功率损伤（单位 dB）随因子 $DL\delta\lambda$（总色散和光源波长范围的乘积）变化的曲线，参数取值如下（令 $DL\delta\lambda$ 在 0 到 1.5 ns 范围内变化）：

(1) t_{chirp}=0.1 ns，B=2.5 Gb/s；

(2) t_{chirp}=0.1 ns，B=622 Mb/s；

(3) t_{chirp}=0.05 ns，B=2.5 Gb/s；

(4) t_{chirp}=0.05 ns，B=622 Mb/s。

(b) 如果允许 0.5 dB 的功率损伤，且 D=1.0 ps/(nm · km)，$\delta\lambda$=0.5 nm，试求 2.5 Gb/s 系统的最大传输距离是多少？

参考文献

1. K. Ogawa, L. D. Tzeng, Y. K. Park, and E. Sano, "Advances in high bit-rate transmission systems," in I. P. Kaminow and T. L. Koch, eds., *Optical Fiber Telecommunications — IIIA*, Academic, New York, 1997, pp. 336–372.
2. P. S. Henry, R. A. Linke, and A. H. Gnauck, "Introduction to lightwave systems," in S. E. Miller and I. P. Kaminow, eds., *Optical Fiber Telecommunications—II*, Academic, New York, 1988.
3. I. Jacobs, "Design considerations for long-haul lightwave systems," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 4, pp. 1389–1395, Dec. 1986.
4. D. H. Rice and G. E. Keiser, "Applications of fiber optics to tactical communication systems," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 23, pp. 46–57, May 1985.
5. T. Kimura, "Factors affecting fiber-optic transmission quality," *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, pp. 611–619, May 1988.
6. D. J. H. Maclean, *Optical Line Systems*, Wiley, New York, 1996.
7. P. Bell, K. Cobb, and J. Peacock, "Optical power budget calculating tool for fibre in the access network," *BT Technol. J.*, vol. 14, pp. 116–120, Apr. 1996.
8. J. Powers, *An Introduction to Fiber Optic Systems*, Irwin, Chicago, 2nd ed., 1997.
9. A. B. Carlson, *Communication Systems*, McGraw-Hill, New York, 3rd ed., 1986.
10. M. Eve, "Multipath time dispersion theory of an optical network," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 10, pp. 45–51, Jan. 1978.
11. J. V. Wright and B. P. Nelson, "Bandwidth studies of concatenated multimode fiber links," *Tech. Dig—Symp. on Optical Fiber Measurements*, NBS Special Publ. 641, pp. 9–12, Oct. 1982.
12. T. Kanada, "Evaluation of modal noise in multimode fiber-optic systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. 2, pp. 11–18, Feb. 1984.
13. D. A. Nolan, R. M. Hawk, and D. B. Keck, "Multimode concatenation modal group analysis," *J. Lightwave Tech.*, vol. 5, pp. 1727–1732, Dec. 1987.
14. R. D. de la Iglesia and E. T. Azpitarte, "Dispersion statistics in concatenated single-mode fibers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 5, pp. 1768–1772, Dec. 1987.
15. P. M. Rodhe, "The bandwidth of a multimode fiber chain," *J. Lightwave Tech.*, vol. 3, pp. 145–154, Feb. 1985.
16. J. Midwinter, *Optical Fibers for Transmission*, Wiley, New York, 1979.
17. C. E. Shannon, "A mathematical theory of communication," *Bell Sys. Tech. J.*, part 1 in vol. 27, pp. 379–423, July 1948 and part 2 in vol. 27, pp. 623–656, Oct. 1948; "Communication in the presence of noise," *Proc. IRE*, vol. 37, pp. 10–21, Jan. 1949.
18. R. C. Houts and T. A. Green, "Comparing bandwidth requirements for binary baseband signals," *IEEE Trans. Commun.*, vol. COM-21, pp. 776–781, June 1973.
19. A. J. Jerri, "The Shannon sampling theory—its various extensions and applications: A tutorial review," *Proc. IEEE.*, vol. 65, pp. 1565–1596, Nov. 1977.
20. T. V. Muoi and J. L. Hullett, "Receiver design for multilevel digital fiber optic systems," *IEEE Trans. Commun.*, vol. COM-23, pp. 987–994, Sept. 1975.
21. L. W. Couch II, *Digital and Analog Communication Systems*, Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ, 5th ed., 1997.
22. E. A. Lee and d. G. Messerschmitt, *Digital Communications*, Kluwer Academic, Boston, 2nd ed., 1993.
23. H. Taub and D. L. Schilling, *Principles of Communication Systems*, McGraw-Hill, New York, 2nd ed., 1986.
24. S. Haykin, *Communication Systems*, Wiley, New York, 3rd ed., 1994.
25. T. Matsuda, A. Naka, and S. Saito, "Comparison between NRZ and RZ signal formats for in-line amplifier transmission in the zero-dispersion region," *J. Lightwave Tech.*, vol. 16, pp. 340–348, Mar. 1998.
26. J. E. Savage, "Some simple self-synchronizing digital data assemblers," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 46, pp. 449–487, Feb. 1967.

27. R. D. Gitlin and J. F. Hayes, "Timing recovery and scramblers in data transmission," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 54, pp. 569–593, Mar. 1975.
28. B. Sklar, *Digital Communications*, Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ, 1988.
29. Y. Takasaki, M. Tanaka, N. Maeda, K. Yamashita, and K. Nagano, "Optical pulse formats for fiber optic digital communications," *IEEE Trans. Commun.*, vol. COM-24, pp. 404–413, Apr. 1976.
30. E. Meissner, H. Rodler, and M. Lades, "Pattern independent 2.5-Gb/s AMI-CPFSK transmission with −44 dBm receiver sensitivity," *Electron. Lett.*, vol. 30, pp. 345–346, Feb. 1994.
31. S. P. Majumder, R. Gangopadhyay, and G. Prati, "Effect of line coding on heterodyne FSK optical systems with nonuniform laser FM response," *IEE Proc.—Optoelectron.*, vol. 141, pp. 200–208, June 1994.
32. N. L. Swenson and J. M. Cioffi, "Sliding-block line codes to increase dispersion-limited distance of optical fiber channels," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 13, pp. 485–498, Apr. 1995.
33. A. J. Phillips, R. A. Cryan, and J. M. Senior, "Optically preamplified pulse-position modulation for fibre-optic communication systems," *IEE Proc.—Optoelectron.*, vol. 143, pp. 153–159, Apr. 1996.
34. W. A. Kryzmien, "Transmission performance analysis of a new class of line codes for optical fiber systems," *IEEE Trans. Commun.*, vol. 37, pp. 402–404, Apr. 1989.
35. M. Rousseau, "Block codes for optical fibre communications," *Electron. Lett.*, vol. 12, pp. 478–479, Sept. 1976.
36. R. Petrovic, "5B6B optical-fiber line code bearing auxiliary signals," *Electron. Lett.*, vol. 24, pp. 274–275, Mar. 1988.
37. R. Petrovic, "Low redundancy optical-fibre line code," *J. Opt. Commun.*, vol. 9, pp. 108–111, Sept. 1988.
38. S. Saunders, *The McGraw-Hill High-Speed LANs Handbook*, McGraw-Hill, New York, 1996.
39. A. M. Michelson and A. H. Levesque, *Error-Control Techniques for Digital Communications*, Wiley, New York, 1985.
40. W. D. Grover, "Forward error correction in dispersion-limited lightwave systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, pp. 643–654, May 1988.
41. E. W. Biersack, "Performance of forward error correction in an ATM environment," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 11, pp. 631–640, May 1993.
42. S.-M. Lei, "Forward error correction codes for MPEG2 over ATM," *IEEE Trans. Circuits Sys. for Video Tech.*, vol. 4, pp. 200–203, Apr. 1994.
43. K.-P. Ho and C. Lin, "Performance analysis of optical transmission system with polarization-mode dispersion and FEC," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 9, pp. 1288–1290, Sept. 1997.
44. (*a*) M. Tomizawa, Y. Yamabayashi, K. Murata, T. Ono, Y. Kobayashi, and K. Hagimoto, "FEC code for arbitrary multiplexing levels in SDH fibre-optic transmission systems," *Electron. Lett.*, vol. 31, pp. 662–663, Apr. 1995; "FEC codes in synchronous fiber optic transmission systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 43–52, Jan. 1997.
    (*b*) M. Tomizawa, K. Murata, Y. Miyamoto, Y. Yamabayashi, Y. Kobayashi, and K. Hagimoto, "STM-64 linearly repeatered optical transmission experiment using forward error correcting codes," *Electron. Lett.*, vol. 31, pp. 1001–1003, June 1995.
45. P. E. Couch and R. E. Epworth, "Reproducible modal-noise measurements in system design and analysis," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-1, pp. 591–595, Dec. 1983.
46. F. M. Sears, I. A. White, R. B. Kummer, and F. T. Stone, "Probability of modal noise in single-mode lightguide systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-4, pp. 652–655, June 1986.
47. K. Petermann and G. Arnold, "Noise and distortion characteristics of semiconductor lasers in optical fiber communication systems," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-18, pp. 543–554, Apr. 1982.
48. A. M. J. Koonen, "Bit-error-rate degradation in a multimode fiber optic transmission link due to modal noise," *IEEE J. Sel. Areas. Commun.*, vol. SAC-4, pp. 1515–1522, Dec. 1986.
49. P. Chan and T. T. Tjhung, "Bit-error-rate performance for optical fiber systems with modal noise," *J. Lightwave Tech.*, vol. 7, pp. 1285–1289, Sept. 1989.

50. P. M. Shankar, "Bit-error-rate degradation due to modal noise in single-mode fiber optic communication systems," *J. Opt. Commun.*, vol. 10, pp. 19–23, Mar. 1989.
51. N. H. Jensen, H. Olesen, and K. E. Stubkjaer, "Partition noise in semiconductor lasers under CW and pulsed operation," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-18, pp. 71–80, Jan. 1987.
52. M. Ohtsu and Y. Teramachi, "Analyses of mode partition and mode hopping in semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, pp. 31–38, Jan. 1989.
53. C. H. Henry, P. S. Henry, and M. Lax, "Partition fluctuations in nearly single longitudinal mode lasers," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-2, pp. 209–216, June 1984.
54. E. E. Basch, R. F. Kearns, and T. G. Brown, "The influence of mode partition fluctuations in nearly single-longitudinal-mode lasers on receiver sensitivity, *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-4, pp. 516–519, May 1986.
55. J. C. Cartledge, "Performance implications of mode partition fluctuations in nearly single longitudinal mode lasers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, pp. 626–635, May 1988.
56. K. Ogawa, "Analysis of mode partition noise in laser transmission systems," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-18, pp. 849–855, May 1982.
57. N. A. Olsson, W. T. Tsang, H. Temkin, N. K. Dutta, and R. A. Logan, "Bit-error-rate saturation due to mode-partition noise induced by optical feedback in 1.5 μm single longitudinal-mode C^3 and DFB semiconductor lasers," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-3, pp. 215–218, Apr. 1985.
58. S. E. Miller, "On the injection laser contribution to mode partition noise in fiber telecommunication systems," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, pp. 1771–1781, Aug. 1989.
59. R. Heidemann, "Investigations on the dominant dispersion penalties occurring in multigigabit direct detection systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, pp. 1693–1697, Nov. 1988.
60. R. A. Linke, "Modulation induced transient chirping in single frequency lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-21, pp. 593–597, June 1985.
61. Y. Yoshikuni and G. Motosugi, "Multielectrode distributed feedback laser for pure frequency modulation and chirping suppressed amplitude modulation," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-5, pp. 516–522, Apr. 1987.
62. S. Yamamoto, M. Kuwazuru, H. Wakabayashi, and Y. Iwamoto, "Analysis of chirp power penalty in 1.55-μm DFB-LD high-speed optical fiber transmission systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-5, pp. 1518–1524, Oct. 1987.
63. P. J. Corvini and T. L. Koch, "Computer simulation of high-bit-rate optical fiber transmission using single-frequency lasers," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-5, pp. 1591–1595, Nov. 1987.
64. J. C. Cartledge and G. S. Burley, "The effect of laser chirping on lightwave system performance," *J. Lightwave Tech.*, vol. 7, pp. 568–573, Mar. 1989.
65. G. Yabre, "Effect of relatively strong light injection on the chirp-to-power ratio and the 3-dB bandwidth of directly modulated semiconductor lasers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 2367–2373, Oct. 1996.
66. C. H. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-18, pp. 259–264, Feb. 1982.
67. C. H. Harder, K. Vahala, and A. Yariv, "Measurement of the linewidth enhancement factor of semiconductor lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 42, pp. 328–330, Apr. 1983.
68. R. Schimpe, J. E. Bowers, and T. L. Koch, "Characterization of frequency response of 1.5-μm InGaAsP DFB laser diode and InGaAs *PIN* photodiode by heterodyne measurement technique," *Electron. Lett.*, vol. 22, pp. 453–454, Apr. 24, 1986.
69. M. Shikada, S. Takano, S. Fujita, I. Mito, and K. Minemura, "Evaluation of power penalties caused by feedback noise of distributed feedback laser diodes," *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, pp. 655–659, May 1988.
70. M. Nakazawa, "Rayleigh backscattering theory for single-mode fibers," *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 73, pp. 1175–1180, Sept. 1983.
71. P. Wan and J. Conradi, "Impact of double Rayleigh backscatter noise on digital and analog fiber systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 288–297, Mar. 1996.

第9章 模拟系统

电信网络的发展趋势是使电话交换与数字电路结为一体。这要归因于数字集成电路技术的引入,这种技术为同时传送语音和数据提供了一个既可靠又经济的方法。光纤光学的最初应用是电信网络,其最初的推广应用就已经包括了数字链路。然而许多时候,以模拟的形式传送信息比立即转化为数字格式传送信息具有更多的优点。这方面的一些例子有微波多路复用信号[1],使用混合光纤/同轴电缆(HFC)传送的用户业务[2],视频分配[3,4],天线遥控[5,6]和雷达信号处理[7-9]等。大多数模拟应用都使用半导体激光器发送机,所以我们在本章中的分析以这种光源为重点。

实现一个模拟光纤系统时,主要应考虑的参数是载噪比、带宽和传输系统中非线性引起的信号失真。在9.1节中,描述了一个模拟光纤链路的一般工作原理以及常用的元器件。按照传统分析方法,在模拟系统中使用载噪比分析而不是信噪比分析,这是因为总是将信息信号叠加在一个射频(RF)载波上传送。在9.2节中将考查载噪比需求,这将在假设信息信号直接调制到光载波的单信道中首先考虑。

在同一信道中,传输多个信号可以采用副载波调制技术,这种方法将在9.3节中介绍。所谓副载波调制是将信息信号先加在辅助的RF副载波上,然后再将这些载波组合成电信号,并用以调制一个光载波。这类系统的主要制约因素是谐波和互调制失真导致的信号损伤。

9.1 模拟链路概述

图9.1给出了模拟链路的基本组成单元,发送机包括一个发光二极管或一个半导体激光器光源。正如4.4节中图4.35所示,一个模拟系统首先要在光源接近线性输出区域的中点处设置偏置点,模拟信号才可以利用几种调制技术加以发送。最简单的光纤链路形式是直接强度调制,这种调制方式通过简单地改变偏置点周围的电流以使光源发出的光强度与信息信号电平成比例,于是信息信号直接以基带方式实现传输。

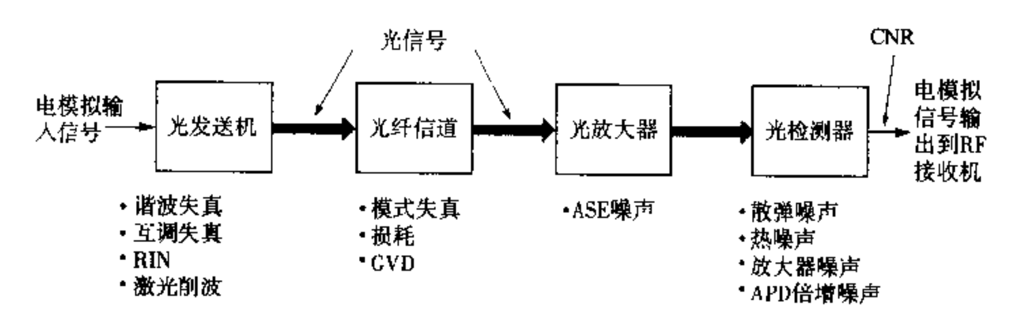


图9.1 模拟链路的基本组成单元和主要噪声的影响

一种较复杂但更为有效的方法是,在对光源进行强度调制之前先将基带信号调制在电的副载波上。副载波调制可以使用标准的幅度调制(AM)、频率调制(FM)或相位调制(PM)技术实现。无论使用哪种方法实现,都必须注意光源中的信号损伤,这包括谐波失真、互调产物,激光器中的相对强度噪声(RIN)和激光削波失真。

关于图9.1所示的光纤链路组成单元，必须要考虑光纤中与频率相关的幅度、相位和群时延。若在所需的通频带内使发送的信号不受线性失真的影响，光纤就必须要有平坦的幅度和群时延响应。另外，因为模式色散限制的频带宽度难以均衡，所以最好的方法是选择单模光纤。光纤的衰减也是非常重要的，因为系统的载噪比性能作为接收光功率的函数将随光纤的衰减而改变。

在链路中使用光放大器会导致附加噪声，这就是所谓的放大的自发辐射（ASE）噪声，有关这方面的内容将在第11章中介绍。在光接收机中，主要的损伤是量子噪声或散弹噪声、APD的倍增噪声和热噪声。

9.2 载噪比

对于模拟系统的性能分析，一般是在光检测过程之后，在RF接收机的输入端计算载波功率的均方根值与噪声功率的均方根值之比，这就是所谓的载噪比（CNR）。下面来看一看数字和模拟数据一些典型的CNR值。对数字数据考虑使用频移键控（FSK）的方式，这种调制方式的正弦载波的幅度保持为常数，而从一个频率变换到另一个频率即代表二进制信号。对于FSK，BER分别为10^{-9}和10^{-15}时，转换为CNR值则分别为36（15.6 dB）和64（18.0 dB）。模拟信号的分析要更为复杂一些，因为信号质量有时只是依赖于用户感觉上的认识，就像电视图像那样。一个广泛应用的模拟信号是525线的演播级电视信号。若使用幅度调制（AM）发送这样的信号，需要的CNR值为56 dB，这是因为对带宽使用效率的要求导致了高信噪比要求。若采用频率调制（FM），则只需要15～18 dB的CNR值。

若使用CNR_i代表某一特殊噪声成分（例如散弹噪声）导致的载噪比，则对含有N个噪声因子的系统，其总的CNR值由下式给出：

$$\frac{1}{\text{CNR}}=\sum_{i=1}^{N}\frac{1}{\text{CNR}_i} \tag{9.1}$$

对于只含有一个单独的信息信道的传输链路，主要的信号损伤包括激光器强度噪声波动、激光削波、光检测器噪声和光放大器噪声。如果在同一根光纤中，同时传送携带不同信息的多个频率互不相同的载波，则会产生谐波失真和互调失真，同时光放大器也会产生ASE噪声。光纤链路中引起信号损伤的三个主要因素是散弹噪声、光放大噪声和激光削波[12]，其他因素的影响则可以采用相应措施而有效地将其抑制或消除。

在本节中，将首先分析一个简单的基带传输的单信道幅度调制信号。9.3节将处理多信道系统，其中的互调噪声变得十分重要。习题9.10中给出了激光削波和ASE噪声影响的表达式。

9.2.1 载波功率

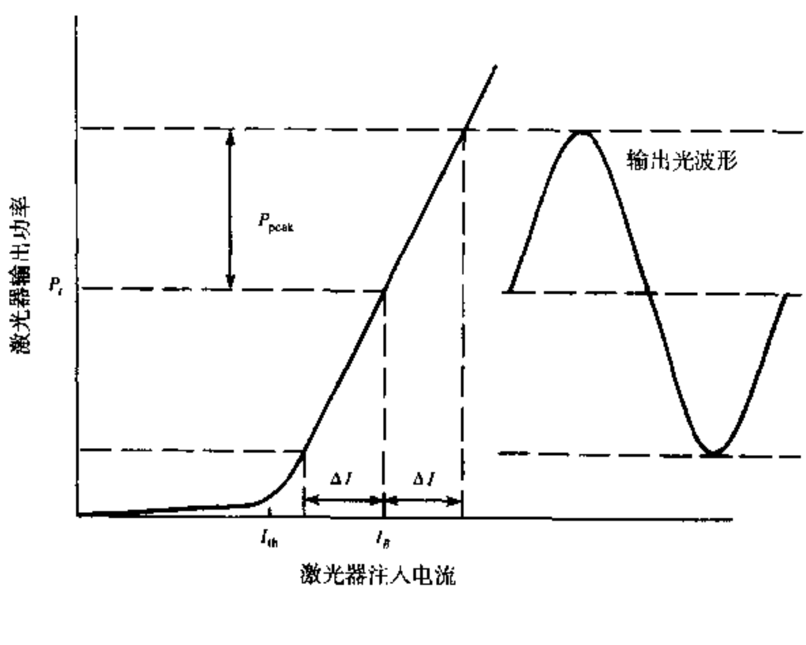
为了计算载波功率，首先让我们看一看信号在发送机中的产生过程。如图9.2所示，光源的驱动电流是一个固定的偏置电流和一个时变的正弦电流的叠加。光源作为平方律器件，其输出光功率$P(t)$的包络和输入的驱动电流有相同的波形。如果时变的模拟驱动信号为$s(t)$，则输出光功率为：

$$P(t)=P_t[1+ms(t)] \tag{9.2}$$

其中P_t是光源在偏置电流处的输出光功率，调制系数m由（4.54）式定义。如果用光功率来表示调制系数则有：

$$m=\frac{P_{\text{Peak}}}{P_t} \tag{9.3}$$

其中P_{peak}和P_t的定义由图9.2给出，模拟应用中典型的m取值范围是0.25～0.50。



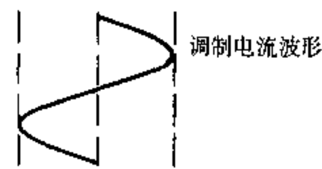


图9.2　半导体激光器的偏置条件和它的模拟信号调制响应

对于一个正弦接收信号，接收机输出端的载波功率C（以A^2为单位）则为：

$$C=\frac{1}{2}(m\Re_0 M\overline{P})^2 \tag{9.4}$$

其中$\Re_0$是光检测器的单位增益响应度，M是光检测器的增益（对pin光电二极管M=1），$\overline{P}$是平均接收光功率。

9.2.2　光检测器和前置放大器的噪声

光电二极管和前置放大器的噪声的表达式分别由（6.16）式和（6.17）式给出。其中光电二极管的噪声为：

$$\langle i_N^2\rangle=\sigma_N^2\approx 2q(I_p+I_D)M^2F(M)B \tag{9.5}$$

正如第6章所定义的，$I_p=\Re_0\overline{P}$是初始光电流，I_D是光检测器的体暗电流，M是光电二极管的增益，与之相关的是过剩噪声系数$F(M)$，B是接收机带宽，于是光检测器的CNR则为$\text{CNR}_{\text{det}}=C/\sigma_N^2$。

将（6-17）式推广，可以得到前置放大器的噪声为：

$$\left\langle i_T^2 \right\rangle = \sigma_T^2 = \frac{4k_B T}{R_{\mathrm{eq}}} BF_t \tag{9.6}$$

其中，R_{eq} 是光检测器负载和前置放大器的等效电阻，F_t 是前置放大器的噪声系数，于是前置放大器的 CNR 则为 $\mathrm{CNR}_{\mathrm{preamp}}=C/\sigma_T^2$。

9.2.3 相对强度噪声（RIN）

在半导体激光器中，输出光的幅度或强度的起伏产生了光强度噪声。这种起伏可以因温度变化或包含于激光输出中的自发辐射而产生。这种随机的强度波动产生的噪声称为相对强度噪声（RIN），可以使用均方强度变量进行定义。均方噪声电流值由下式给出：

$$\left\langle i_{\mathrm{RIN}}^2 \right\rangle = \sigma_{\mathrm{RIN}}^2 = \mathrm{RIN}(\Re_0 \bar{P})B \tag{9.7}$$

由此可见，由激光幅度起伏产生的CNR 为 $\mathrm{CNR}_{\mathrm{RIN}}=C/\sigma_{\mathrm{RIN}}^2$。其中 RIN 的单位为 dB/Hz，它可以用信号－噪声功率比来定义，即：

$$\mathrm{RIN} = \frac{\left\langle (\Delta P_L)^2 \right\rangle}{\bar{P}_L^2} \tag{9.8}$$

其中 $\langle(\Delta P_L)^2\rangle$ 为输出激光的强度起伏均方值，$\bar{P}_L$ 是激光强度的平均值。这种噪声随注入电流的增加而减小，它们之间的关系为：

$$\mathrm{RIN} \propto \left(\frac{I_B}{I_{\mathrm{th}}} - 1\right)^{-3} \tag{9.9}$$

例9.1 图9.3是两个掩埋异质结激光器[13]的例子，噪声电平是在100 MHz时测量的，当注入电流超过阈值电流（也就是 $I_B/I_{\mathrm{th}}>1.2$）时，折射率导引激光器的 RIN 范围为 −140 dB/Hz 到 −150 dB/Hz。

例9.2 图9.4所示为一个InGaAsP掩埋异质结激光器的RIN值曲线，该曲线在几个不同的偏置点[1]上是调制频率的函数。在几百兆赫兹以下的频段，相对强度噪声基本上不受频率影响，在谐振频率处该曲线达到峰值。在这种情况下，偏置电流为60 mA时，输出功率为5 mW，调制频率低于8 GHz时，RIN的典型值小于 − 135 dB/Hz。接收光信号功率为 −13 dBm（50 μW）或更少时，InGaAsP的掩埋异质结激光器的RIN值将明显小于一个噪声系数为3 dB的50 Ω放大器。

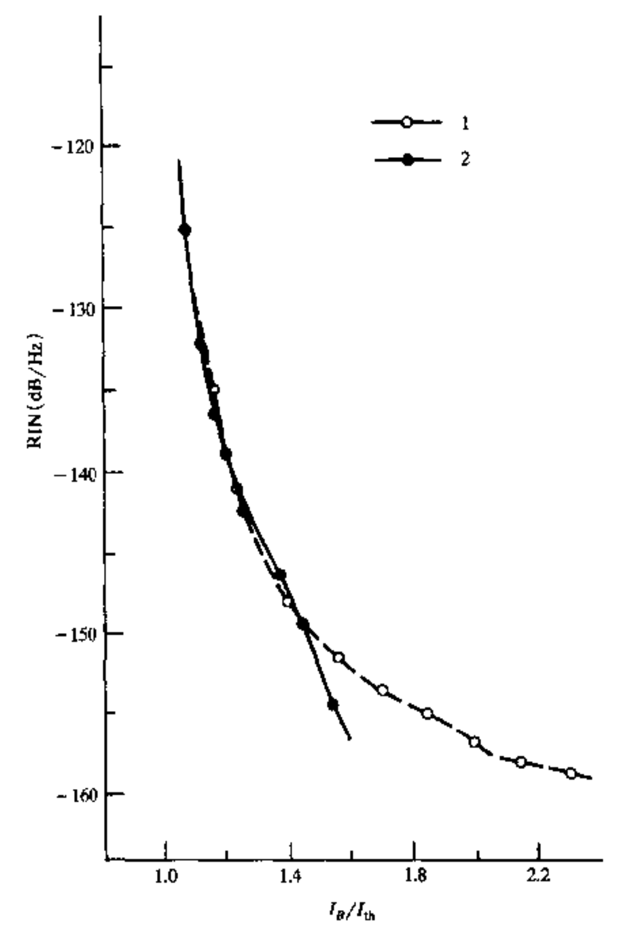


图 9.3 两个掩埋异质结激光器的相对强度噪声（RIN）的例子，噪声电平是在 100 MHz 处测量的（经允许复制于Sato，[13]© 1983，IEEE）

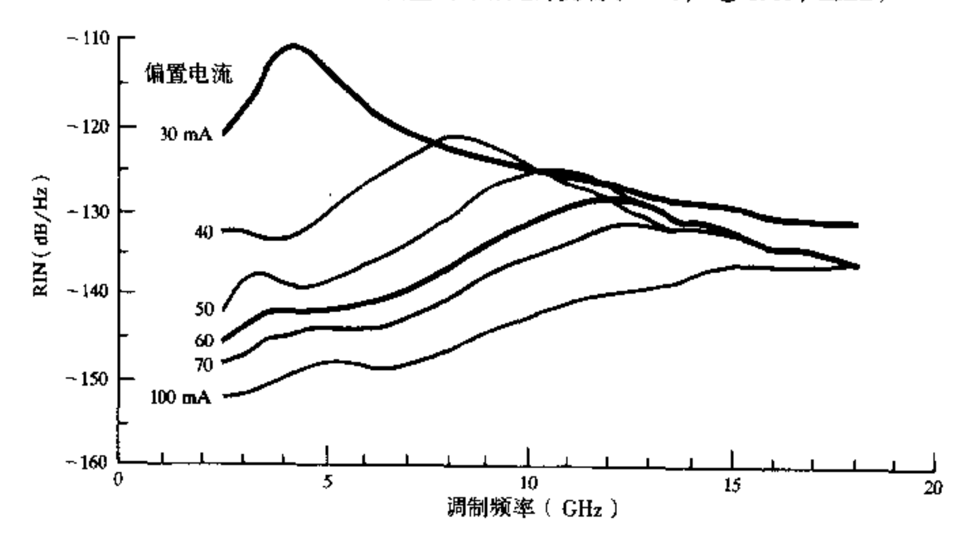


图 9.4 在几个不同的偏置点上 InGaAsP 掩埋异质结激光器的 RIN 值，它是调制频率的函数（经允许复制于Olshansky，Lanzisera，and Hill，[1]© 1989，IEEE）

在供应商提供的数据表上，1550 nm 的 DFB 激光器的典型 RIN 值的范围为 −152 ~ −158 dB/Hz。把（9.4）式到（9.7）式的结果代入到（9.1）式中，则可得到 AM 系统的载噪比表达式：

$$\frac{C}{N}=\frac{\frac{1}{2}(m\Re_0 M\overline{P})^2}{\mathrm{RIN}(\Re_0\overline{P})^2B+2q(I_p+I_D)M^2F(M)B+(4k_BT/R_{\mathrm{eq}})BF_t} \tag{9.10}$$

9.2.4 反射对 RIN 的影响

要实现一个高速的模拟链路，必须注意使反射回激光器的光达到最小[2]。如图9.5所示，反射信号将使RIN值增加10~20 dB。这些曲线显示了偏置电流从阈值电流的1.24倍到1.62倍变化时，相对强度噪声的变化情况。图9.5中的反馈功率比是反射回激光器的光功率与光源的输出功率之比。作为一个例子，图中的虚线表明为了保持RIN的值小于−140 dB/Hz，在偏置电流为$1.33I_{th}$时反馈比一定要小于−60 dB。

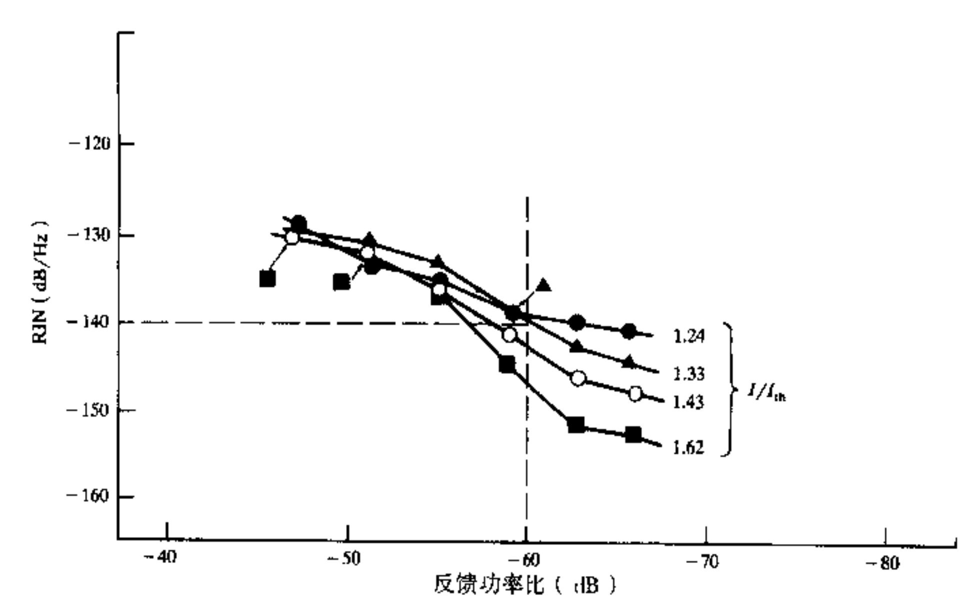


图9.5 反射光信号导致RIN的增加（经允许复制于Sato，[13]© 1983，IEEE）

9.2.5 极限条件

下面我们来探讨一些极限条件。当接收机的光功率较低时，系统中的噪声主要是前置放大器电路的噪声，此时有：

$$\left(\frac{C}{N}\right)_{\mathrm{limit\,1}}=\frac{\frac{1}{2}(m\Re_0 M\overline{P})^2}{(4k_BT/R_{\mathrm{eq}})BF_t} \tag{9.11}$$

在这种情况下，载噪比与接收光功率的平方成正比，所以接收光功率每变化1 dB，C/N的值将改变2 dB。

对于设计较好的光电二极管，与中等强度的接收光信号的散弹（量子）噪声相比，体暗电流和表面暗电流产生的噪声很小。因此在中等强度接收光信号条件下，系统噪声主要是光电二极管的量子噪声，此时有：

$$\left(\frac{C}{N}\right)_{\text{limit 2}}=\frac{\frac{1}{2}(m^2\Re_0\bar{P})^2}{2qF(M)B} \tag{9.12}$$

由此可见，接收光功率每变化 1 dB，载噪比也变化 1 dB。

如果激光器的 RIN 值很高，反射噪声将超过其他噪声项，成为起主导作用的噪声因素，于是载噪比为：

$$\left(\frac{C}{N}\right)_{\text{limit 3}}=\frac{\frac{1}{2}(mM)^2}{\text{RIN}\,B} \tag{9.13}$$

它是一个常数。这种情况下，系统性能只有通过调制系数的提高才能得到改善。

例 9.3 作为极限条件的一个例子，考虑一个激光器发送机和一个 *pin* 光电二极管接收机的链路，其中具有以下的特性参数：

发送机	接收机
m=0.25	$\Re_0$=0.6 A/W
RIN=−143 dB/Hz	B=10 MHz
P_c=0 dBm	I_D=10 nA
	R_{eq}=750 Ω
	F_t=3 dB

其中 P_c 是耦合进光纤的功率。为了看到不同形式的噪声对载噪比的影响，图9.6给出了作为接收光功率函数的 C/N 曲线。从图中可以看出，在接收光功率很高的情况下光源噪声将成为主要噪声，C/N 的值是一个常数。对于中等大小的接收光功率，主要噪声为量子噪声，接收光功率每减少 1 dB，C/N 的值就降低 1 dB。在接收光功率很低时，接收机的热噪声成为主要噪声，这时接收光功率每减少 1 dB，C/N 的值就减少 2 dB。有一点很重要，就是应注意极限条件明显地依赖于发送机和接收机的特性。例如，低阻抗放大器中接收机的热噪声是限制系统性能的主要因素，这对于所有实际可能的链路长度都成立（见习题9.1）。

9.3 多信道传输技术

至此，我们仅仅分析了单个信号通过单信道传输的情况。在宽带模拟应用中，例如有线电视（CATV）干线就需要在同一根光纤上传输多个模拟信号。为了实现这一目标，可以使用多路复用技术把多个基带信号复用到频率分别为 f_1、f_2、…、f_N 的 N 个副载波上，然后将这些已调制载波通过频分复用（FDM）形成一个复合信号，以直接调制一个单独的光源。其实现技术包括残留边带调幅（VSB-AM）、频率调制（FM）和副载波复用（SCM）。

在这些方法中，AM 是最简单而且经济的方法，因为它与大多数的 CATV 用户设备接口相兼容，但 AM 的信号易受到噪声和非线性失真的影响。与 AM 相比，尽管 FM 需要占用大得多的频带宽，但它可以提供较高的信噪比，而且它几乎不受光源的非线性影响。微波 SCM 工作在微波频段，其工作频率比 AM 和 FM 都要高，它为模拟和数字信号宽带分配业务提供了一种具有吸引力的方法。为了简化已存在的同轴电缆系统接口，现在的 CATV 网络中的光纤链路主要使用 AM-VSB 调制技

术，这种技术将在9.3.1节中讲述。

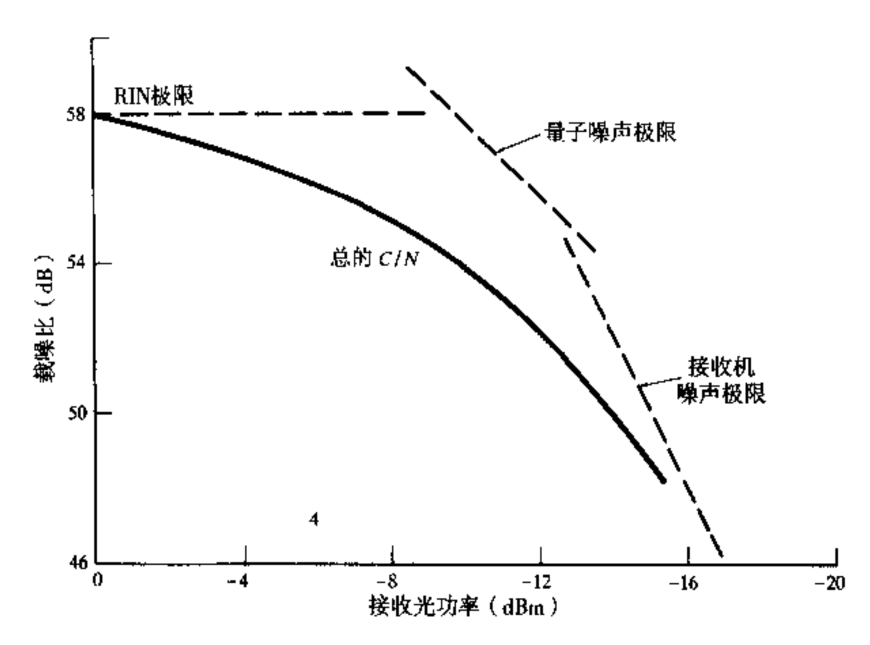


图9.6 作为接收光功率函数的载噪比。在高接收功率时，RIN是主要噪声；对于中等大小的接收光功率，量子噪声成为主要噪声，接收光功率每降低1 dB，C/N的值就降低1 dB；对于较低的接收光功率，接收光功率每减少1 dB，接收机的C/N值就减少2 dB

9.3.1 多信道幅度调制

模拟光纤链路最初的广泛应用，始于20世纪80年代末期，主要用于CATV网络[14-17]。这些同轴电缆电视网络的工作频率范围为50 MHz到88 MHz和120 MHz到550 MHz。88 MHz到120 MHz频段之所以没有使用，是因为该波段由FM无线电广播所占用。CATV网络可以提供80个以上的残留边带调幅（AM-VSB）视频信道，每个信道有6 MHz的信道带宽以及4 MHz的噪声带宽，其信噪比超过47 dB。为了与已存在的同轴电缆网络相兼容，多信道AM-VSB格式也用于光纤传输系统。

图9.7描述了复用N个独立消息的技术。信道i所承载的信息信号通过幅度调制到一个频率为f_i的载波上，其中i=1，2，...，N。然后由一个RF功率合成器复用这些已调制载波，产生一个合成的频分复用（FDM）信号，从而对半导体激光器进行强度调制。在接收端通过一系列并联的带通滤波器把混合的载波分开成为单个信道，其中单独的消息信号通过标准的RF技术可以从载波中恢复。

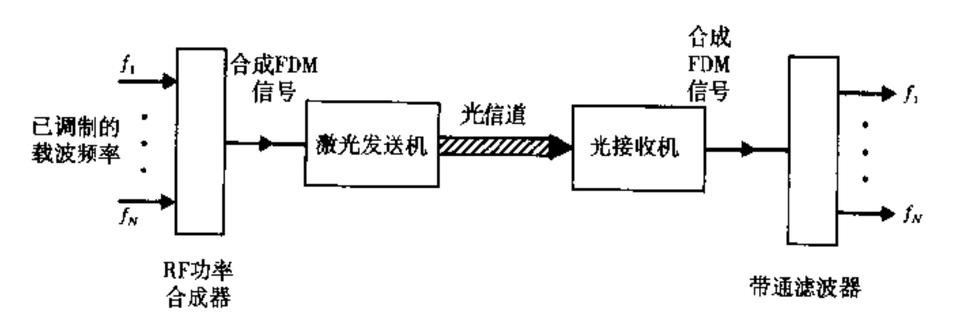


图9.7 N个独立的信息承载信号的频分复用标准方法

对于大量的有随机相位的FDM载波，以功率为基础将其相加。于是对有N个信道，而每个信道的调制指数为m_i，则光调制指数m与m_i之间的关系为：

$$m=\left(\sum_{i=1}^{N}m_i^2\right)^{1/2} \tag{9.14a}$$

若每个信道的调制指数m_i取相同的值m_c，则有：

$$m=m_cN^{0.5} \tag{9.14b}$$

作为一个结果，当频分复用N个信号以调制单一光源时，其载噪比将比单信道降低$10\log N$分贝。只有在复用少许几个信道时，合成信号才会按电压相加而非功率相加，此时载噪比将降低$20\log N$分贝。

当有多个载波频率通过诸如半导体激光器这样的非线性器件时，除了原来的信号频率外，还会产生其他的频率分量。例如在4.4节中讲到的，这些不希望得到的信号称为互调产物，它们可以在信道的频带内和频带外产生严重的干扰，其结果将导致传输信号的劣化。在互调产物中，通常只考虑二阶和三阶产物，因为更高阶产物的作用非常小。

频率为$f_i+f_j-f_k$（通常称为三重差拍IM产物）和频率为$2f_i-f_j$（通常称为双频三阶IM产物）的三阶互调（IM）失真产物是最为重要的，因为有许多这样的产物将会落在多信道系统的带宽之中。例如，有50个信道的CATV网络，其工作频率范围为标准的55.25 MHz到373.25 MHz，在54.0 MHz处有39个二阶IM产物，在229.25 MHz处有786个三阶IM谐频。三重差拍产物的幅度比双频三阶IM产物要高出3 dB。又因为三重差拍项有$N(N-1)(N-2)/2$个，而双频三阶项只有$N(N-1)$个，所以三重差拍产物是IM噪声的主要成分。

如果信号的通频带包括很多的彼此间隔相同的载波，则会有一些IM项在同一频率点或其附近出现，这种所谓的差拍堆积是以功率为基础相加的。例如，对N个彼此间隔相同、振幅相等的载波，正好落在第r个载波处、频率为$2f_i-f_j$的双频三阶IM产物的数量为：

$$D_{1,2}=\frac{1}{2}\left\{N-2-\frac{1}{2}\left[1-(-1)^N\right](-1)^r\right\} \tag{9.15}$$

而频率为$f_i+f_j-f_k$的三重差拍项数量则由下式给出：

$$D_{1,1,1}=\frac{r}{2}(N-r+1)+\frac{1}{4}\left\{(N-3)^2-5-\frac{1}{2}\left[1-(-1)^N\right](-1)^{N+r}\right\} \tag{9.16}$$

由于双频三阶项几乎均匀分布在工作通频带内，而三阶差拍分量则集中在信道通频带的中间，所以中心附近的载波将承受主要的互调干扰。表9.1和9.2给出了信道数目N从1到8时三阶三重差拍和双频IM产物的分布情况。

表 9.1　信道数目 N 从 1 到 8 时三阶三重差拍 IM 分量的分布

N	r 1	2	3	4	5	6	7	8
1	0							
2	0	0						
3	0	1	0					
4	1	2	2	1				
5	2	4	4	4	2			
6	4	6	7	7	6	4		
7	6	9	10	11	10	9	6	
8	9	12	14	15	15	14	12	9

表 9.2　信道数目 N 从 1 到 8 时三阶双频 IM 分量的分布

N	r 1	2	3	4	5	6	7	8
1	0							
2	0	0						
3	1	0	1					
4	1	1	1	1				
5	2	1	2	1	2			
6	2	2	2	2	2	2		
7	3	2	3	2	3	2	3	
8	3	3	3	3	3	3	3	3

对于差拍堆积的影响，通常使用所谓的组合二阶（CSO）和组合三重差拍（CTB）来描述多信道 AM 链路的性能. CSO 和 CTB 的定义分别为：

$$\text{CSO}=\text{峰值载波功率} / \text{组合二阶 IM 差拍的峰值功率} \tag{9.17}$$

和

$$\text{CTB}=\text{峰值载波功率} / \text{组合三阶 IM 差拍的峰值功率} \tag{9.18}$$

例 9.4　图 9.8 和图 9.9 分别给出了频率范围为 50～450 MHz 的 60 个 CATV 信道的相对二阶和三阶互调性能，CSO 的影响在通频带边缘最为明显，而 CTB 的作用则在频带中部最为严重。

9.3.2　多信道频率调制

因为其直观性和原理简单，所以 AM-VSB 信号常用于传输多个模拟信道。但是，由于该信号有每个信道至少 40 dB 的 C/N 要求（等价地，对于 AM 相当于 40 dB 的 S/N 要求），这对激光器和接收机的线性度提出了极为苛刻的要求。一项替代的技术是频率调制（FM），其中每个载波的频率受到一个消息信号的调制[2,21,22]。这种调制方式需要更高的带宽（FM 为 30 MHz，而 AM 只需 4 MHz），但在相同的载噪比条件下换来了信噪比的改善。

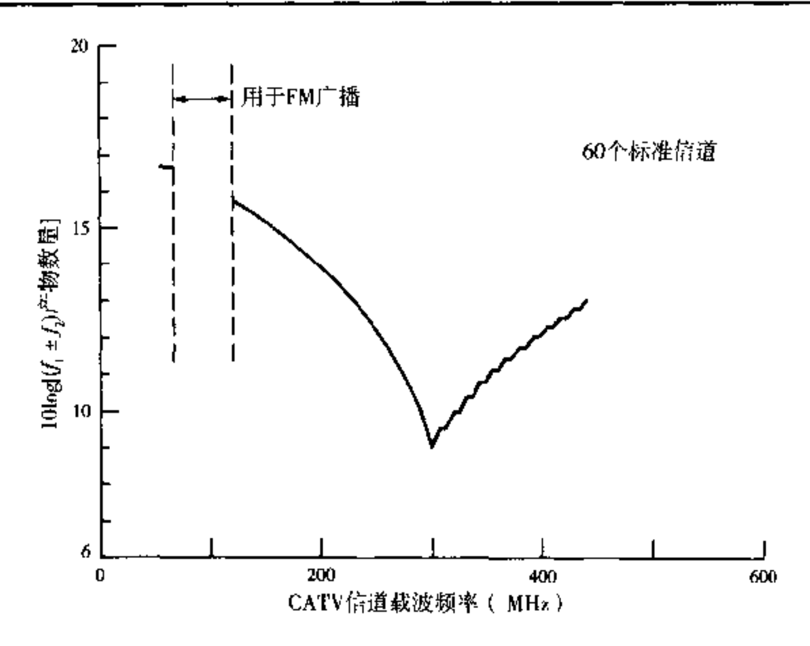


图9.8 60个幅度调制CATV信道的相对CSO性能，88～120 MHz频段用于FM广播（经允许复制于Darcie，Lipson，Roxlo，and McGrath，[4]© 1990，IEEE）

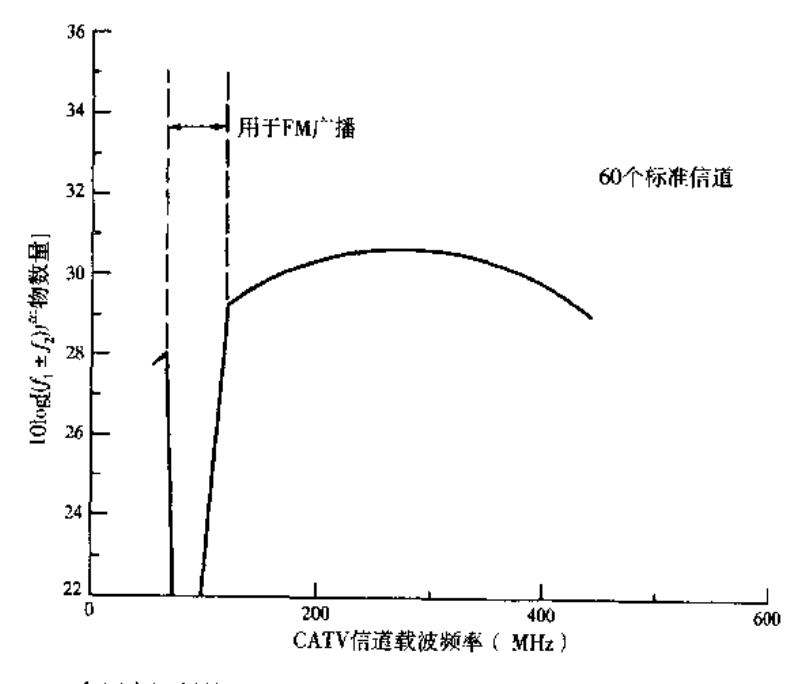


图9.9 60个幅度调制的CATV信道的相对CTB性能，88～120 MHz频段用于FM广播（经允许复制于Darcie，Lipson，Roxlo，and McGrath，[4]© 1990，IEEE）

在FM检测器输出端的*S/N*值比检测器输入端的*C/N*值要大得多，其信噪比改善由下式给出：

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{out}}=\left(\frac{C}{N}\right)_{\text{in}}+10\log\left[\frac{3}{2}\frac{B}{f_v}\left(\frac{\Delta f_{pp}}{f_v}\right)^2\right]+w \qquad (9.19)$$

其中B是所需带宽，Δf_{PP}是调制器的峰峰（peak-to-peak）频率偏离，f_v是最高的视频信号频率，w

是一个权重因子，用于考虑在视频带宽中眼图对白噪声的非均匀响应。总的S/N改善依靠系统的设计，但其范围通常为36～44 dB[23,24]。C/N要求的降低使得FM系统比AM系统对于激光器和接收机噪声的敏感程度大为降低。

例9.5　比较AM和FM广播TV系统，图9.10给出了RIN与每个信道的光调制指数的关系曲线。在得到这些结果时，计算中用到了下列假设：

RIN噪声起主导作用

FM系统中$S/N=C/N+40$ dB

每个信道的AM带宽=4 MHz

每个信道的FM带宽=30 MHz

如果每个信道的光调制指数为5%，每个FM TV节目要达到演播级的接收质量，需要$S/N\geq 56$ dB，则RIN值需要小于−120 dB/Hz。我们很容易找到标称RIN值为−130 dB/Hz的典型封装半导体激光器。另一方面，如果激光器的RIN值为−140 dB/Hz，则AM系统几乎无法满足$S/N\geq 40$ dB的CATV接收要求。

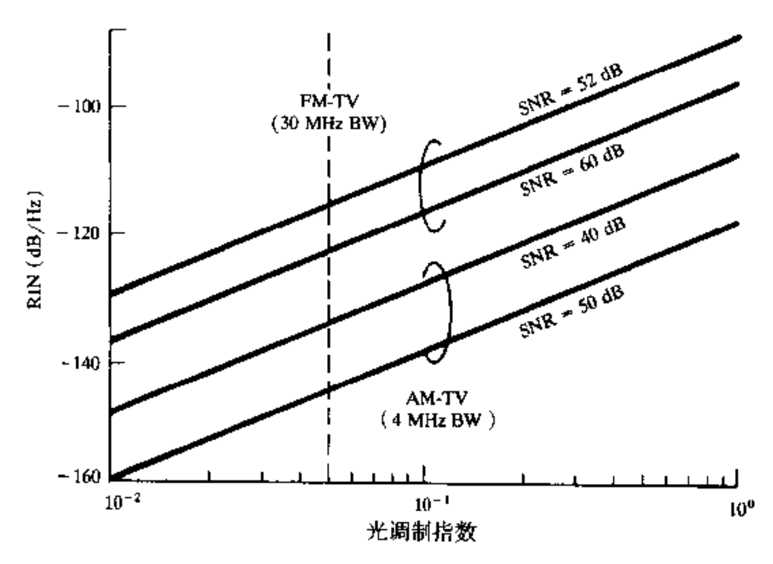


图9.10　为了满足几种不同的信噪比（SNR）要求，AM和FM视频信号的RIN值与每信道光调制指数之间的关系曲线（经允许复制于Way,[2]© 1989, IEEE）

例9.6　比较AM和FM传输性能的另一个因素是AM的功率富余度限制。图9.11给出了多信道AM和FM视频分配信号中，光功率预算作为单个信道中光调制指数（OMI）函数的计算结果。图中的曲线是在不同的信噪比条件下画出的，计算过程中使用了如下假设：

耦合到单模光纤中的激光功率=0 dBm

RIN=−140 dB/Hz

*pin*光电二极管接收机有一个50 Ω的前端

放大器噪声系数=2 dB

每个信道的AM带宽=4 MHz

每个信道的FM带宽=30 MHz

仍假定每个信道的光调制指数为5%，对一个信噪比为40 dB的AM系统，其功率富余量为10 dB，而对一个 S/N=52 dB 的 FM 系统，其功率富余量则为 20 dB。

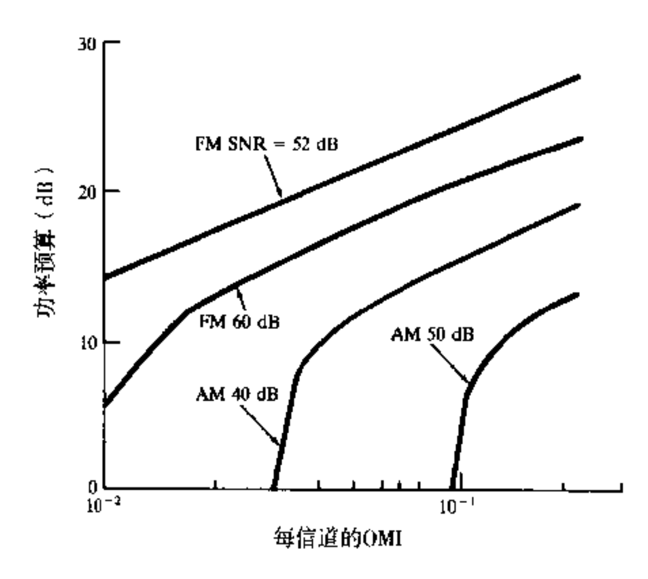


图9.11 多信道AM和FM视频信号分配系统中，功率预算与每信道光调制指数（OMI）之间的关系曲线（经允许复制于Way，[2]© 1989，IEEE）

9.3.3 副载波复用

对于大容量光波系统，使用RF或微波副载波复用技术具有极大的吸引力。副载波复用（SCM）这一术语用于描述在同一系统中复用多路模拟信号和数字信号的能力。

图9.12描述了SCM系统的基本构成原理和基本概念。在发送机的输入端包括有N个独立的模拟和数字基带信号的合成信号。这些信号既可以承载语音、数据、视频、数字化音频、高清晰度视频信号，也可以承载任何其他的模拟或数字信息。每个传入的信号$s_i(t)$与一个频率为f_i的本地振荡器（LO）混频（也就是用$s_i(t)$调制本地副载波f_i），本地振荡器使用的频率范围在2～8 GHz之间，这就是所谓的副载波。将已调制的副载波组合形成一个合成的频分复用信号，以驱动半导体激光器。

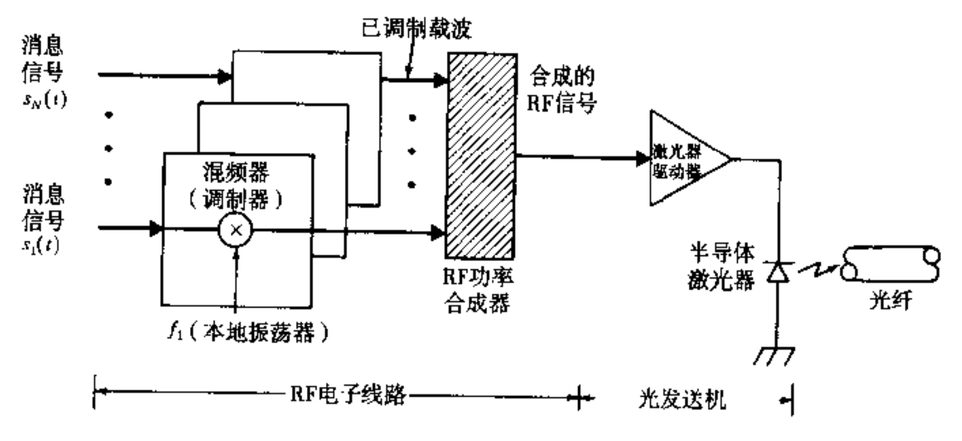


图9.12 副载波复用的基本原理框图，采用频分复用技术可以同时传送不同副载波频率上的模拟和数字信号

在接收端，使用一个高速宽带的InGaAs *pin*光电二极管直接检测光信号，并将其转化为微波信号。对于长距离的链路，可以使用具有50～80 GHz增益带宽积的宽带InGaAs雪崩光电二极管或者使用前置光放大器。为了放大接收到的微波信号，可以使用商用的宽带低噪声放大器或*pin*-FET接收机。

习题

9.1 商业级宽带接收机的等效电阻为R_{eq}=75 Ω。当R_{eq}=75 Ω时，保持发送机和接收机的参数与例9.3相同，在接收光功率范围为0～−16 dBm时计算总载噪比，并画出相应的曲线，如同从（9.10）式到（9.13）式一样，推出其载噪比的极限表达式。证明当R_{eq}=75 Ω时，在任何接收光功率电平下，热噪声都超过量子噪声而成为起决定作用的噪声因素。

9.2 假设一个5信道的频分复用（FDM）系统的载波分别为f_1、$f_2=f_1+\Delta$、$f_3=f_1+2\Delta$、$f_4=f_1+3\Delta$、$f_5=f_1+4\Delta$，其中Δ为载波之间的间隔。在频率图上，给出三重差拍和双频三阶互调产物的数量和位置。

9.3 假设我们想要频分复用60路FM信号，如果其中30路信号的每一个信道的调制指数为m_i=3%，而另外30路信号的每一个信道的调制指数为m_i=4%，试求出激光器的光调制指数。

9.4 假设一个SCM系统有120个信道，每个信道的调制指数为2.3%，链路包括一根损耗为1 dB/km的12 km长的单模光纤，每端有一个损耗为0.5 dB的连接器；激光光源耦合进光纤的功率为2 mW，光源的RIN=−135 dB/Hz；*pin*光电二极管接收机的响应度为0.6 A/W，B=5 GHz，I_D=10 nA，R_{eq}=50 Ω，F_t=3 dB，试求出本系统的载噪比。

9.5 如果9.4题中的*pin*光电二极管用一个M=10和$F(M)=M^{0.7}$的InGaAs雪崩光电二极管代替，那么系统的载噪比又是多少？

9.6 假设一个有32个信道的FDM系统，每个信道的调制指数为4.4%，若RIN=−135 dB/Hz，假定*pin*光电二极管接收机的响应度为0.6 A/W，B=5 GHz，I_D=10 nA，R_{eq}=50 Ω，F_t=3 dB。
(a) 若接收光功率为−10 dBm，试求这个链路的载噪比；
(b) 若每个信道的调制指数增加到7%，接收光功率减少到−13 dBm，试求这个链路的载噪比。

9.7 有一使用单纵模激光器的光纤链路，假设激光器的3 dB谱线宽度为Δν，同时有两个反射系数分别为R_1和R_2的光纤连接器，当直接反射和二次反射光场以90° 相位差[29]发生干涉时就会出现RIN的最差情况[29]。若τ是光在光纤中的传播时间，则RIN由下式给出：

$$\mathrm{RIN}(f)=\frac{4R_1R_2}{\pi}\frac{\Delta\nu}{f^2+\Delta\nu^2}\left[1+E^{-4\pi\Delta\nu\tau}-2e^{-2\pi\Delta\tau}\cos(2\pi f\tau)\right]$$

其中f是载波频率。证明这个表达式可以简化为：

$$\mathrm{RIN}(f)=\frac{16R_1R_2}{\pi}\Delta\nu\tau^2,\quad \Delta\nu\cdot\tau<<1$$

和

$$\mathrm{RIN}(f)=\frac{4R_1R_2}{\pi}\frac{\Delta\nu}{f^2+\Delta\nu^2},\quad \Delta\nu\cdot\tau>>1$$

9.8 典型的DFB激光器的谱线宽度为1 MHz<$\Delta\nu$<40 MHz，若使用长度为1～10 m的光纤跳线，于是有0.005<$\Delta\nu \cdot \tau$<2，若光纤跳线长度为1 m，并令$\Delta\nu=f\approx 10$ MHz，利用习题9.7中的表达式证明为了使得RIN的值小于−140 dB/Hz，则平均每个连接器的反射率应小于−30 dB。

9.9 通过级联标准的光纤CATV发送机，可以获得传输距离大于40 km的CATV干线，这一点类似于在传输线路上添加在线放大器。这样的系统受到CTB性能要求的限制，当有两个放大器级联时，则它们的单个CTB产物会叠加，即：

$$\mathrm{CTB}_{\mathrm{cascade}} = x\log(10^{\mathrm{CTB}_1/x} + 10^{\mathrm{CTB}_2/x})$$

其中CTB_i是第i个放大器的组合三重差拍。

(a) 对于相同的放大器，若x=20，试求在这种情况下的CTB功率损伤是多少？

(b) 放大器不相同时，x的值可以从0（两个放大器之间的差拍抵消）到20（两个放大器中的所有差拍同相位）变化。对下列用不同放大器得到的实验测量值求出相应的x值，其中dBc是对载波的相对功率。

CTB_1（dBc）	CTB_2（dBc）	CTB级联（dBc）
−75.2	−69.9	−70.5
−74.7	−71.4	−71.0
−72.1	−71.3	−66.7

9.10 假设一个副载波复用CATV分配系统有N个信道，如果在光纤链路中有光放大器，则线路中的三种不可避免的主要干扰源引起信号劣化，与之相应的载噪比（CNR）分别为：

(1) 激光器输出的削波导致的非线性失真：

$$\mathrm{CNR}_{\mathrm{clip}} = \sqrt{2\pi}\,\frac{(1+6\mu^2)}{\mu^3}e^{1/2\mu^2}$$

其中的均方根调制指数$\mu=m\sqrt{N/2}$，而m则是每个信道的调制深度。在调制深度增加到使信号负半周达到激光器的阈值点时，信号开始有削波，从而产生失真。

(2) 光检测器中的散弹噪声：

$$\mathrm{CNR}_{\mathrm{shot}} = \frac{\Re m^2 G P_{\mathrm{in}} L}{4qB_e}$$

其中$\Re$是光检测器的响应度，G是光放大器增益，P_{in}是输入信号功率，L是后置放大器损耗，q是电子电荷，B_e是接收机的噪声带宽。

(3) 信号自发辐射差拍噪声：

$$\mathrm{CNR}_{\text{sig-sp}} = \frac{m^2 G P_{\mathrm{in}}}{8h\nu n_{\mathrm{sp}}(G-1)B_e}$$

其中n_{sp}是光放大器中的粒子数反转因子，$\nu=c/\lambda$是光信号频率。正如第11章所述，当光放大器产生的放大的自发辐射（ASE）噪声在光检测器中与光信号产生差拍时，就会产生这种噪声。

接收机的总CNR则由（9.1）式给出。为了方便计算，可以写成噪声载波比的形式，

即NCR=1/CNR，于是（9.1）式成为：

$$\mathrm{NCP}_{\mathrm{total}} = \mathrm{NCR}_{\mathrm{clip}} + \mathrm{NCP}_{\mathrm{shot}} + \mathrm{NCR}_{\mathrm{sig-sp}}$$

利用表P9.10中给出的参数值，在同一张图中画出作为均方根调制指数函数的(a) 直到(c)的各项指标的曲线，均方根调制指数的取值范围为 $0.04 \leqslant \mu \leqslant 0.36$。

(a) $\mathrm{NCR}_{\mathrm{clip}}$

(b) $\mathrm{NCR}_{\mathrm{shot}}+\mathrm{NCR}_{\mathrm{sig\text{-}sp}}$

(c) $\mathrm{NCR}_{\mathrm{total}}$

(d) 确定曲线中出现的NCR值最小（CNR的最大值）点。

表P9.10

参数	值
P_{in}	1 mW
m	$0.68\sqrt{N}$
G	100（20 dB）
n_{sp}	2
λ	1551 nm
B_e	1×10^9 Hz
$\mathfrak{R}$	0.6 A/W
L	40/3
N	60

参考文献

1. R. Olshansky, V. A. Lanzisera, and P. M. Hill, "Subcarrier multiplexed lightwave systems for broadband distribution," *J. Lightwave Tech.*, vol. 7, pp. 1329–1342, Sept. 1989.
2. (*a*) W. I. Way, "Subcarrier multiplexed lightwave system design considerations for subscripter loop applications," *J. Lightwave Tech.*, vol. 7, pp. 1806–1818, Nov. 1989.
   (*b*) W. I. Way, *Broadband Hybrid Fiber/Coax Access System Technologies*, Academic, New York, 1998.
3. A. S. Andrawis and I. Jacobs, "A new compound modulation technique for multichannel analog video transmission on fiber," *J. Lightwave Tech.*, vol. 11, pp. 49–54, Jan. 1993.
4. T. E. Darcie, J. Lipson, C. B. Roxlo, and C. J. McGrath, "Fiber optic device technology for broadband analog video systems," *IEEE Mag. Lightwave Commun.*, vol. 1, pp. 46–52, Feb. 1990.
5. K. J. Williams, L. T. Nichols, and R. D. Esman, "Photodetector nonlinearity limitations on a high-dynamic range 3-GHz fiber optic link," *J. Lightwave Tech.*, vol. 16, pp. 192–199, Feb. 1998.
6. E. I. Ackerman and A. S. Daryoush, "Broadband external modulation fiber-optic links for antenna-remoting applications," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 45, pp. 1436–1442, Aug. 1997.
7. Special Issue on "Applications of Lightwave Technology to Microwave Devices, Circuits, and Systems," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 38, May 1990.
8. J. J. Lee, R. Y. Loo, S. Livingston, V. I. Jones, J. B. Lewis, H.-W. Yen, G. L. Tangonan, and M. Wechsberg, "Photonic wideband array antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 43, pp. 966–982, Sept. 1995.
9. C. Cox III, E. I. Ackerman, R. Helkey, and G. E. Betts, "Techniques and performance of intensity-modulation direct-detection analog optical links," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 45, pp. 1375–1383, Aug. 1997.
10. E. A. Lee and D. G. Messerschmitt, *Digital Communications*, Kluwer Academic, Boston, 2nd ed., 1993.

11. S. Haykin, *Communication Systems*, Wiley, New York, 3rd ed., 1994.
12. (*a*) C. J. Chung and I. Jacobs, "Practical TV channel capacity of lightwave multichannel AM SCM systems limited by the threshold nonlinearity of laser diodes," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 4, pp. 289–291, Mar. 1992.
    (*b*) A. J. Rainal, "Laser clipping distortion in analog and digital channels," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 1805–1807, Oct. 1997.
    (*c*) B. H. Wang, P.-Y. Chiang, M.-S. Kao, and W. I. Way, "Large-signal spurious-free dynamic range due to static and dynamic clipping in direct and external modulation systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. 16, pp. 1773–1785, Oct. 1998.
13. K. Sato, "Intensity noise of semiconductor laser diodes in fiber optic analog video transmission," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 19, pp. 1380–1391, Sept. 1983.
14. W. S. Ciciora, "An introduction to cable television in the United States," *IEEE Mag. Lightwave Commun.*, vol. 1, pp. 19–25, Feb. 1990.
15. T. E. Darcie and G. E. Bodeep, "Lightwave carrier CATV transmission systems," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 31, pp. 524–533, 1990.
16. E. Yoneda, K. Suto, K. Kikushima, and H. Yoshinaga, "All-fiber video distribution systems using SCM and EDFA techniques," *J. Lightwave Tech.*, vol. 11, pp. 128–137, Jan. 1993.
17. I. M. I. Habbab and A. A. M. Saleh, "Fundamental limitations in EDFA-based subcarrier-multiplexed AM-VSB CATV systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. 11, pp. 42–48, Jan. 1993.
18. T. T. Ha, *Digital Satellite Communications*, McGraw-Hill, New York, 1990.
19. J. H. Schaffner and W. B. Bridges, "Intermodulation distortion in high dynamic range microwave fiber-optic links with linearized modulators," *J. Lightwave Tech.*, vol. 11, pp. 3–6, Jan. 1993.
20. (*a*) *NCTA Recommended Practices for Measurements on Cable Television Systems*, National Cable Television Association, 2nd ed., 1993.
    (*b*) J. A. Chiddix, H. Laor, D. M. Pangrac, L. D. Williamson, and R. W. Wolfe, "AM video on fiber in CATV systems: Need and implementation," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 8, pp. 1229–1239, Sept. 1990.
    (*c*) C.-K. Chan and L.-K. Chen, "A correction scheme for measurement accuracy improvement in multichannel CATV systems," *IEEE Trans. Broadcasting*, vol. 42, pp. 122–129, June 1996.
21. W. I. Way, R. S. Wolff, and M. Krain, "A 35-km fiber-optic microwave multicarrier transmission system for satellite earth stations," *J. Lightwave Tech.*, vol. 5, pp. 1325–1332, Sept. 1987.
22. R. Olshansky and V. A. Lanzisera, "60-channel FM video subcarrier-multiplexed optical communication system," *Electron. Lett.*, vol. 23, pp. 1196–1198, 1987.
23. F. V. C. Mendis and P. A. Rosher, "CNR requirements for subcarrier-multiplexed multichannel video FM transmission in optical fibre," *Electron. Lett.*, vol. 25, pp. 72–74, Jan. 1989.
24. L. W. Couch II, *Digital and Analog Communication Systems*, Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ, 5th ed., 1997.
25. O. K. Tonguz and H. Jung, "Personal communications access networks using subcarrier-multiplexed optical links," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 1400–1409, June 1996.
26. T. Iwai, K. Sato, and K. Suto, "Reduction of dispersion-induced distortion in SCM transmission systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 169–178, Feb. 1997.
27. C.-K. Ko and S.-Y. Kuo, "Multiaccess processor interconnection using subcarrier and wavelength division multiplexing," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 228–241, Feb. 1997.
28. Y. Aburakawa and H. Ohtsuka, "Signal extraction with frequency arrangement and SSM schemes in fiber-oriented wireless access systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 2223–2231, Dec. 1997.
29. R. W. Tkach and A. R. Chraplyvy, "Phase noise and linewidth in an InGaAsP DFB laser," *J. Lightwave Tech.*, vol. 4, pp. 1711–1716, Nov. 1986.
30. K. D. LaViolette, "CTB performance of cascaded externally modulated and directly modulated CATV transmitters," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 8, pp. 281–283, Feb. 1996.

第10章　WDM概念和器件

光通信链路的优势是，许多不同的波长可以在1300～1600 nm的光谱带宽内沿一根光纤同时发送。把多个波长复合到同一根光纤上的技术，称为波分复用或WDM[1-7]。从概念上讲，WDM系统与用在微波无线和卫星系统中的频分复用（FWM）一样，WDM中的波长（或光频率）必须适当间隔开，以避免信道间串扰。WDM的主要系统特性如下：

- **容量升级**。WDM的典型应用是对现存的点对点光传输链路进行容量升级，如果每个波长支持一个独立的大约每秒几个吉比特的网络信号，则WDM可以明显地增加光纤网络的容量。
- **透明度**。WDM的一个主要优势是每个光信道可携带任意的传输格式，因此，使用不同的波长，快或慢的异步和同步数字数据及模拟信息可以在一根光纤上同时独立发送，而不需要一致的信号结构。
- **波长路由**。除了使用多个波长来增加链路容量和灵活性之外，在设计通信网络和交换机时，使用具有波长选择性的光路由器件，可以将波长用做除时间和空间之外的另一维。波长路由网络利用信号的实际波长作为中间或最终地址。
- **波长交换**。虽然波长路由网络是基于严格的光纤基础设施，但波长交换结构允许光层重构。实现这些网络的主要元件包括光分/插复用器、光交叉连接器和波长变换器，第12章给出了波长路由和交换的详细论述。

这一章给出了WDM的工作原理，并且描述了实现WDM所需的组件，这些组件按复杂性排列，从简单的无源光分路器或合路器到复杂可调的光源和波长滤波器。在我们讨论使用这些器件组成的光网络之前，第11章讨论了用来同时放大几个不同波长信号功率所需的光放大器。在后面的第12章，给出了怎样将各部分组合在一起，形成使用最少的电处理来路由高容量光信号的多波长网络。

10.1　WDM的工作原理

在标准的点对点链路中，一条光纤线路在发送端有一个光源、在接收端有一个光检测器，来自不同光源的信号使用分开的惟一分配的光纤。由于光源线宽很窄，这种类型的发送机只使用光纤传送带宽容量中很窄的一部分。

为了了解WDM的潜在能力，我们首先研究高质量光源的特性。比如DFB激光器的调制输出具有10～50 MHz的频谱，相当于标定的10^{-3} nm的谱线宽度，使用这种光源时，一个突出的特点是要使用0.4～1.6 nm的保护带。考虑由于老化或温度影响引起的峰值波长漂移，以及给制造者和用户在指定和选择精确峰值发射波长时留有余地，这些使用都是合乎情理的。使用这样的谱宽，单个系统只能用到标准光纤传送带宽容量的一小部分，这一点可以从图10.1中看到，其中描述了石英光纤中光损耗和波长的函数关系，从曲线可以看出，单模光纤中两个低损耗窗口的波长范围如下：在1310 nm窗口上从大约1270 nm到1350 nm，在1550 nm窗口上从1480 nm到1600 nm。然而，注意图3.1中给出的全波AllWave®光纤的宽窗口。

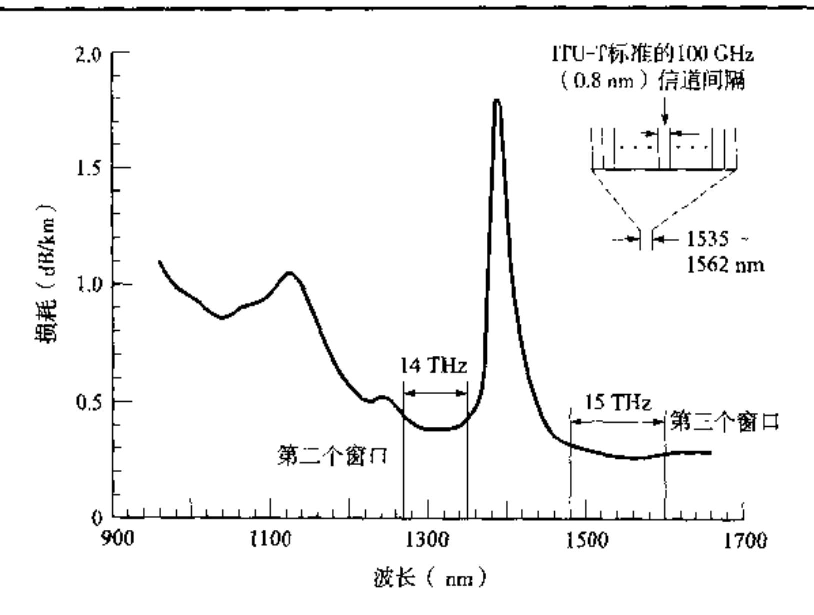


图 10.1 在 1310 nm 和 1550 nm 窗口的传送带宽允许窄谱宽的光源同时使用许多信道。ITU-T 标准指定 WDM 的信道间隔为 100 GHz，同时请参看图 3.1 中的无水峰全波光纤

我们可以利用谱宽（由光信号带占用的波长带宽以及所需的保护带）或光带宽（由光信号占用的频带）来观察这些区域。为了在这个区域中找到与特定谱宽对应的光带宽，我们使用了联系波长 λ 和载波频率 ν 的关系式 $c=\lambda\nu$，c 是光速。为了进行区分，$\Delta\lambda \ll \lambda^2$ 时有：

$$|\Delta\nu| = \left(\frac{c}{\lambda^2}\right)|\Delta\lambda| \tag{10.1}$$

等式中频率偏差 $\Delta\nu$ 对应着 λ 附近的波长偏差 $\Delta\lambda$。通过（10.1）式可以得到，对于在 1310 nm 窗口的可用谱宽 $\Delta\lambda$=80 nm，光带宽 $\Delta\nu$=14 THz，类似地，对于 1550 nm 窗口的可用谱宽 $\Delta\lambda$=120 nm，$\Delta\nu$=15 THz，在两个低损耗窗口得到了大约 30 THz 总的可用光纤带宽。

由于高质量光源的谱宽只占用了很窄的光带宽，两个低损耗窗口提供了许多附加的工作区域。通过使用许多在不同峰值波长发射的光源（这些波长之间都有足够的间隔，以避免引起干扰），来自各光源的独立信息在接收端变换为电信号时依然保持其完整性。

例 10.1 如果窄线宽激光器在 0.8 nm 谱带（相当于平均 100 GHz 频率间隔）内发射信号，则可以在 1525 ~ 1565 nm 波段内将 50 个独立的信号发送到一根光纤上。

由于 WDM 本质上是光载波频率的频分复用，WDM 标准是在国际电信联盟（ITU）使用频率指定信道间隔时得到发展的[8]。选择固定的频率间隔而不是波长间隔的主要原因是，当把一个激光器锁定到特定的工作模式时，激光器的频率是固定的[9]。ITU G.692 建议指定从包含了 193.100 THz（1552.524 nm）频率点的网格中选择信道，并且信道间隔为 100 GHz（在 1552 nm 处为 0.8 nm）。建议的可选择间隔有 50 GHz（0.4 nm）和 200 GHz（1.6 nm）。

与常规的 WDM 相对照，文献中经常使用密集波分复用（DWDM）这个术语，它是从历史沿用下来的名称，并不代表精确的工作区域或实现条件，并且一般要提到由 ITU-T G.692 所表示的间隔。WDM 的最初应用是对已经安装的点对点传送链路进行容量升级，典型地是通过增加波长来达到这一目的，为了防止在不同激光源和接收光波长分路器上附加严格的要求，这些波长间要有几十纳米或几百纳米的间隔。在 20 世纪 80 年代末，随着具有极窄线宽的可调激光器的出现，信号带间

隔可以很小，这就是密集WDM的基础。

WDM的一个主要特性是，离散的波长形成一系列互不相关的载波，这些载波可以在互不干扰的情况下进行分离、路由和交换。只要光强足够低，避免了降低链路性能的非线性效应，如受激布里渊（Brillouin）散射和四波混频过程，这一特性就可以保持[10-12]。

WDM网络的实现要求各种各样无源或/和有源器件在不同波长上对光信号功率进行组合、分布、隔离和放大。无源器件工作时不需要外部控制，因此在WDM网络中应用时多少要受到限制，无源器件主要用来分路、合路或选择光信号。有源器件的性能可以用电进行控制，因此在很大程度上提高了网络灵活性。有源WDM器件包括可调光滤波器、可调光源和光放大器。

图10.2给出了包括各种类型光放大器（在第11章讨论）的典型WDM链路中各种元件的使用。在发送端有几个独立调制的光源，每一个都只能在一个波长上发射信号。其中，复用器是用来将光输出复合到一串密集波长信号谱内，并把这些信号耦合进一根光纤。在接收端，使用解复用器将这些光信号分离并送入正确的检测信道来进行信号处理[13]。在发送端，基本的设计要求是使复用器提供从每一个光源到其输出的低损耗路径。由于复合的光信号一般不在分配的信道谱宽外发射明显的光功率，因此在发送端的信道间串扰因素相对来说并不重要。

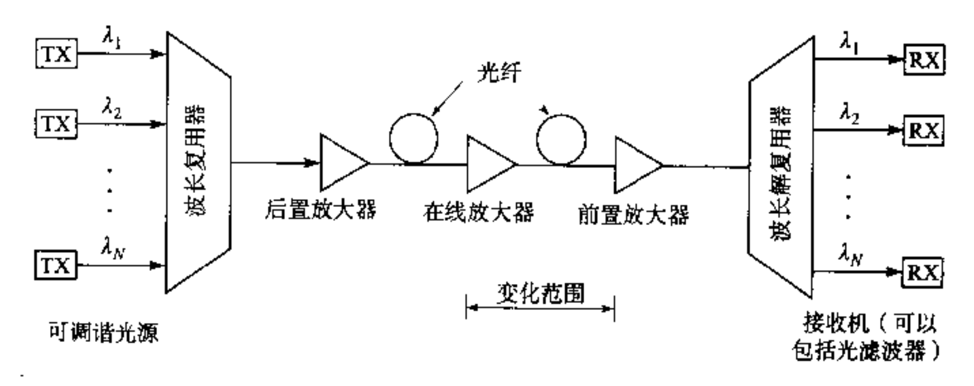


图10.2 包含各种类型光放大器的典型WDM网络的实现

由于光检测器在包括所有WDM信道的宽波长范围上总是很敏感的，因此解复用器具有不同的要求。为了防止不需要的信号进入接收信道（也就是为所用的不同波长提供好的信道隔离），解复用器必须具有窄谱宽工作的能力，或者使用波长锐截止并且非常稳定的光滤波器。根据应用的不同，可容忍的信道间串扰变化范围很大，−10 dB的串扰是不会令人满意的，而−30 dB的串扰则是可以接受的。从原理上分析，光复用器也可以用做解复用器，为了简单起见，在没有必要进行区分时，如果提到合路和分路功能，则均使用“复用器”这个术语。

10.2 无源器件

无源器件完全工作在光域以实现光数据流的分路和合路，包括$N \times N$耦合器（$N \geq 2$）、功率分路器、功率抽头和星形耦合器，这些器件可以通过光纤或使用$LiNbO_3$或InP的平面光波导来制作。

基本上，大多数无源WDM器件是星形耦合器的变形，图10.3给出了一个可以进行功率复合和分解的星形耦合器。星形耦合器的最广泛的应用是，从两个或更多的输入光纤中复合光波并沿着几根输出光纤进行分解。一般情况下，对所有波长进行均匀分解，耦合器的N个输出口均得到输入总功率的$1/N$。$N \times N$分路器的通用制作方法是在几个毫米长度上将N根单模光纤的纤芯熔合在一起，通过N根光纤输入端口中的任意一个注入光功率，在熔融区域，这些光通过由强变弱的功率耦合，

均匀分解到N根输出光纤的纤芯中。

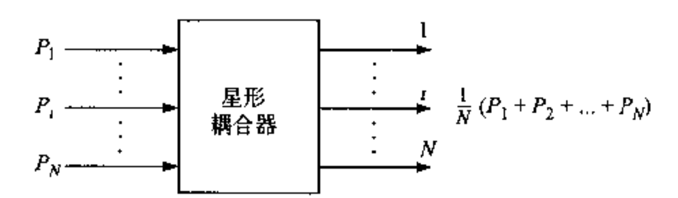


图 10.3 进行光功率复合和分解的基本星形耦合器的概念

原则上，假设耦合器制作过程中，所用的光纤都可以均匀受热，那么可以制成任意尺寸的星形耦合器。虽然一般耦合器的尺寸小于10，但具有64个输入输出端口的耦合器也是可能的。最简单的器件是功率抽头器，它是不均匀的2×2耦合器，用来从光纤线路上提取一小部分光功率，从而对信号质量进行检测。

制作无源器件的三种基本技术是光纤、集成光波导和微光学[14]，研究人员已经使用这些技术考察了许多不同的器件设计[15]。下面几节描述了几个基于光纤和集成光学器件的简单例子的物理原理，以说明基本的工作原理。使用微光设计的耦合器没有得到广泛应用，这是由于在制作和调整过程中严格的公差要求影响了其价格、性能和耐用性。习题10.14给出了一个基于微光、使用平面反射光栅的复用器的例子。

10.2.1 2×2光纤耦合器

在讨论耦合器和分路器时，通常使用器件的输入和输出端口数进行表征，比如具有两个输入和两个输出的器件称为"2×2耦合器"，通常，$N \times M$耦合器具有N个输入和M个输出。

2×2耦合器[16-19]是简单的基本器件，我们将用它来说明耦合器的工作原理。其通用结构是熔融光纤耦合器，通过将两根单模光纤扭绞在一起，加热并进行拉伸，使它们在长为W的均匀部分熔融在一起以形成耦合器，如图10.4所示。由于在加热过程中拉伸光纤时，横向尺寸是逐渐降低到耦合区域的尺寸的，所以每根输入和输出光纤都有一段较长的锥形部分，总的拉伸长度为$\mathcal{Q}=L+W$，这种器件称为熔融双锥形耦合器。其中，P_0是输入功率，P_1是直通功率，P_2是耦合进第二根光纤中的功率，参数P_3和P_4是由于器件的弯曲和封装而产生的向后反射和散射的小信号功率（比输入功率要低 −50 ~ −70dB）[20]。

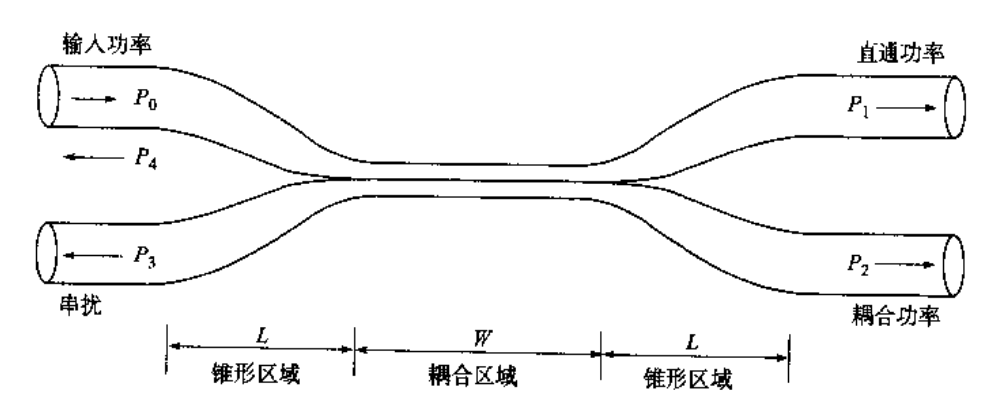


图 10.4 熔融光纤耦合器的横截面，它包括长为W的耦合区域和两个长为L的锥形区域，耦合器总的拉伸长度为$\mathcal{Q}=2L+W$

当输入光 P_0 沿着光纤 1 中的锥形传播并进入耦合区 W 时，由于 r/λ 的降低，V 的数目明显减少（见（2.58）式），r 是逐渐减小的光纤半径。结果当信号进入耦合区时，越来越多的输入场在纤芯外传播。根据耦合区大小，任意的去耦场都可以再耦合进其他的光纤。通过使锥形变化非常缓慢，输入光功率中只有可以忽略的一部分才能反射回入射端口，因此这种器件也称为方向耦合器。

从一根光纤耦合到另一根光纤的光功率可以通过三个参数来改变：两根光纤中场相互作用的耦合区轴线长度，耦合区中逐渐变小的半径 r 的大小，以及耦合区中两根光纤的半径差 Δr。在制作熔融光纤耦合器时，耦合长度 W 一般是通过火焰的宽度来决定的，因此只有 L 和 r 随着耦合器的拉长而变化。W 和 L 的典型值为几个毫米，确切值与特定波长所要求的耦合比有关，$\Delta r/r$ 的值大约为 0.015。假设耦合器是无损耗的，沿着 z 轴从一根光纤到另一根光纤耦合的功率 P_2 的表达式为[14-17]：

$$P_2 = P_0 \sin^2(\kappa z) \tag{10.2}$$

等式中 κ 是描述两根光纤中的场相互作用的耦合系数。根据功率守恒，对纤芯完全相同的光纤有：

$$P_1 = P_0 - P_2 = P_0[1 - \sin^2(\kappa z)] = P_0 \cos^2(\kappa z) \tag{10.3}$$

可以看出，被驱动的光纤的相位总比驱动光纤的相位滞后 90°，如图 10.5(a)所示。因此，当功率注入光纤 1 时，在 $z=0$ 处光纤 2 中的相位就会比光纤 1 中的相位滞后 90°，这个相位滞后的关系可以随着 z 的增加而连续保持，直到满足 $\kappa z=\pi/2$ 时，所有的功率都从光纤 1 传送到光纤 2 中。此后光纤 2 成为驱动光纤，因此，$\pi/2 \leqslant \kappa z \leqslant \pi$ 时，光纤 1 中的相位落后于光纤 2 中的相位，等等。作为这种相位关系的一个结论，2 × 2 耦合器是方向耦合器，也就是在被驱动的波导中没有能量能耦合进沿负 z 方向反向传播的波导中。

图 10.5(b) 给出了 15 mm 长的耦合器中 κ 是怎样随波长变化的。因此，在特定波长 λ 时，可以通过改变参数 W、L、r 和 Δr 来制作不同性能的耦合器。

在描述耦合器的性能时，通常用分光比或耦合比来说明输出端口间光功率分配的百分比。根据图 10.4，P_0 为输入功率，P_1 和 P_2 分别为输出功率，可以有：

$$\text{光功率分配的百分比} = \left(\frac{P_2}{P_1 + P_2}\right) \times 100\% \tag{10.4}$$

通过调整参数使功率平均分散，即输出功率均为输入功率的一半，就会产生一个 3 dB 耦合器。耦合器也可以做成让几乎所有 1500 nm 波长上的光功率进入一个端口，而几乎所有 1300 nm 波长上的能量进入另一个端口（见习题 10.3）。

在上面的分析中，为了简化起见，我们假设没有耦合损耗。然而在实际的耦合器中，当信号通过耦合器时，总有一些光会丢失，两种基本类型的损耗是附加损耗和插入损耗。附加损耗的定义为输入功率对总的输出功率的比值。因此，用分贝表示的 2 × 2 耦合器的附加损耗为：

$$\text{附加损耗} = 10 \log\left(\frac{P_0}{P_1 + P_2}\right) \tag{10.5}$$

插入损耗是指特定的端口到另一端口路径的损耗。比如，从输入端口 i 到输出端口 j 的路径中的插入损耗，可以用分贝表示为：

$$插入损耗 = 10\log\left(\frac{P_i}{P_j}\right) \tag{10.6}$$

另一个性能参数是串扰，它是测量一个端口的输入信号与散射或反射回另一个输入端口的光功率间的隔离度，也就是图 10.4 中的光功率电平 P_3 的一个量度：

$$串扰 = 10\log\left(\frac{P_3}{P_0}\right) \tag{10.7}$$

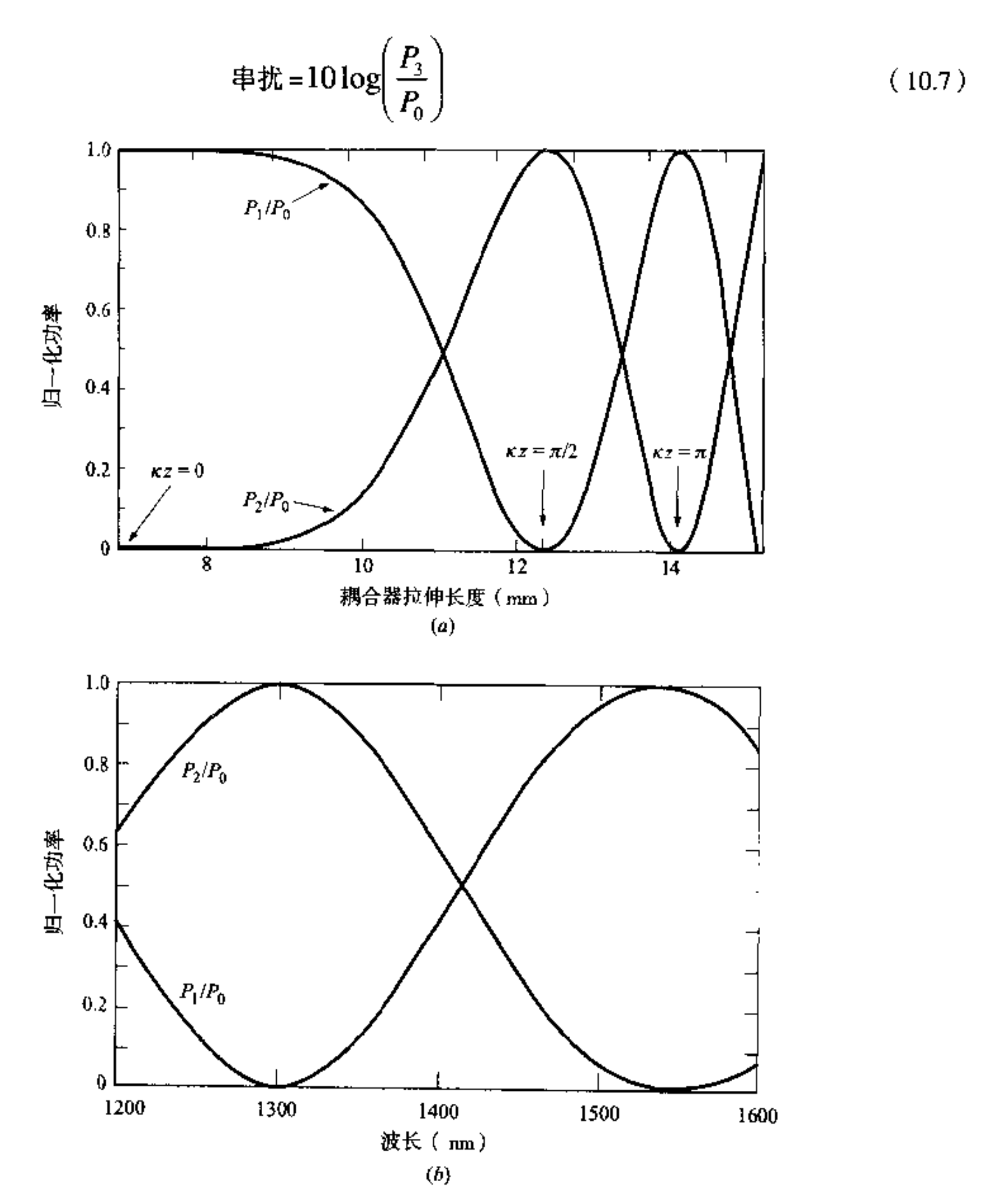


图 10.5 (a) 波长为 1300 nm 的功率 P_0 注入光纤 1 时，归一化耦合功率 P_2/P_0 和 P_1/P_0 与耦合器长度的函数关系；(b) 在 15 mm 长耦合器中耦合功率与波长的关系（经允许复制于 Eisemann 和 Weidel，[19]© 1988，IEEE）

例 10.2 2 × 2 双锥形光纤耦合器的输入功率为 P_0= 200 μW，另外三个端口的输出功率分别为 P_1= 90 μW，P_2= 85 μW，P_3= 6.3 nW，利用（10.4）式可得耦合比为：

$$耦合比=\left(\frac{85}{90+85}\right)\times 100\% = 48.6\%$$

从（10.5）式可得附加损耗为：

$$附加损耗=10\log\left(\frac{200}{90+85}\right)=0.58\,\mathrm{dB}$$

从（10.6）式可得插入损耗为：

$$插入损耗（0端口到1端口）=10\log\left(\frac{200}{90}\right)=3.47\,\mathrm{dB}$$

$$插入损耗（0端口到2端口）=10\log\left(\frac{200}{85}\right)=3.72\,\mathrm{dB}$$

由（10.7）式给出的串扰为：

$$串扰=10\log\left(\frac{6.3\times 10^{-3}}{200}\right)=-45\ \mathrm{dB}$$

10.2.2　散射矩阵表示法

可以把2×2导波耦合器作为有两个输入端口和两个输出端口的四端器件来分析，如图10.6所示。全光纤或集成光学器件可以利用散射矩阵（也称传播矩阵）S来进行分析，矩阵S定义了两个输入场强度 a_1、a_2 与输出场强度 b_1、b_2 之间的关系，通过定义[21-24]：

$$\mathbf{b=Sa},\ 其中\ \mathbf{b}=\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix},\qquad \mathbf{a}=\begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix},\qquad \mathbf{S}=\begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix} \tag{10.8}$$

等式中，$s_{ij}=|s_{ij}|\exp(j\phi_{ij})$ 表示光功率从输入端口 i 转换到输出端口 j 的耦合系数，$|s_{ij}|$ 是 s_{ij} 的大小，ϕ_{ij} 是第 j 个端口相对于第 i 个端口的相位。

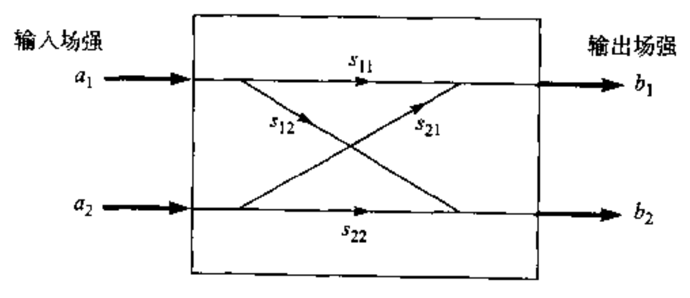


图 10.6　普通的 2×2 导波耦合器。a_i、b_j 分别表示输入端口 i 和输出端口 j 的场强，s_{ij} 是散射矩阵参数

对一个实际的物理器件，端口散射矩阵S有两个限制条件，其一是来自于麦克斯韦方程组的时间反演不变性所导致的互易性条件，也就是说，假设在单模工作条件下，通过器件有两个传播方向相反的解。另一个限制条件则来自于器件无损耗时的能量守恒定律。由第一个条件得到：

$$s_{12}=s_{21} \tag{10.9}$$

根据第二个限制条件，如果器件是无损耗的，则输出强度I_o的总和必须等于输入强度I_i的总和，即：

$$I_o = b_1^* b_1 + b_1^* b_2 = I_i = a_1^* a_1 + a_2^* a_2 \quad 或 \quad b^+ b = a^+ a \tag{10.10}$$

等式中上标*表示复共轭，上标⁺表示转置共轭。将（10.8）式和（10.9）式代入（10.10）式，得到下列方程：

$$s_{11}^* s_{11} + s_{11}^* s_{12} = 1 \tag{10.11}$$

$$s_{11}^* s_{12} + s_{12}^* s_{22} = 0 \tag{10.12}$$

$$s_{22}^* s_{22} + s_{12}^* s_{12} = 0 \tag{10.13}$$

假设耦合器已制作好，从端口1输入的光功率中有比例为（1－ϵ）的部分出现在输出端口1，剩余的ϵ部分出现在端口2，于是有$s_{11}=\sqrt{1-\epsilon}$，它是0和1之间的一个实数。这里，假设没有产生损耗，输出端口1的电场与输入端口1相比，相移为零，即$\phi_{11}=0$。由于我们对从输入端口1耦合进入的光功率在端口2出现的相移感兴趣，所以做出了耦合器是对称的简化假设。与端口1的情况相类似，$s_{22}=\sqrt{1-\epsilon}$，$\phi_{22}=0$。利用这些表达式，可以求出耦合输出相对于输入信号的相位ϕ_{12}，并且可以得到当两个输入端均接收信号时，混合输出的限制条件。

将s_{11}和s_{22}的表达式代进（10.12）式，并让$s_{12}=|s_{12}|\exp(j\phi_{12})$，其中$|s_{12}|$是$s_{12}$的大小，$\phi_{12}$是它的相位，因此有：

$$\exp(j2\phi_{12}) = -1 \tag{10.14}$$

上式只有在：

$$\phi_{12} = (2n+1)\frac{\pi}{2} \quad 其中\ n=0,1,2,... \tag{10.15}$$

时才能成立。因此（10.8）式的散射矩阵可以写成：

$$\mathbf{S}=\begin{bmatrix} \sqrt{1-\epsilon} & j\sqrt{\epsilon} \\ j\sqrt{\epsilon} & \sqrt{1-\epsilon} \end{bmatrix} \tag{10.16}$$

例 10.3 利用3 dB的耦合器，使一半的输入功率耦合进了第二根光纤，并且$\epsilon=0.5$，输出场强$E_{out,1}$和$E_{out,2}$可以从输入场强$E_{in,1}$、$E_{in,2}$得到，（10.8）式中的散射矩阵成为：

$$\begin{bmatrix} E_{out,1} \\ E_{out,2} \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & i \\ j & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{in,1} \\ E_{in,2} \end{bmatrix}$$

令$E_{in,2}=0$，则有$E_{out,1}=(1/\sqrt{2})E_{in,1}$和$E_{out,2}=(j/\sqrt{2})E_{in,1}$，输出功率由下式给出：

$$P_{out,1} = E_{out,1}E_{out,1}^* = \frac{1}{2}E_{in,1}^2 = \frac{1}{2}P_0$$

类似地，可以有：

$$P_{out,2} = E_{out,2}E_{out,2}^* = \frac{1}{2}E_{in,1}^2 = \frac{1}{2}P_0$$

因此耦合器的每个输出端口的功率均是输入功率的一半。

必须注意到，如果要求从端口1输入的大部分功率出现在输出端口1，ϵ就必须很小。这表示进入输入端口2的相同波长光功率耦合进输出端口1的光功率数值变小了，结果是在无源2×2耦合器中，使用相同的波长将两个输入端所有的功率同时耦合进同一个输出端口是不可能的。最好的方法是将每路输入功率的一半发送到同一个输出端。然而，如果两个输入端的波长不同，就可以把大部分功率耦合进同一根光纤中[18,19]。

10.2.3 2×2波导耦合器

波导型耦合器可能是更为通用的2×2耦合器[25-27]，图10.7给出了两种类型的2×2波导耦合器。均匀对称的耦合器中，在耦合区域中有两根相同的平行放置的波导；而在均匀不对称耦合器中，一根波导比另一根要宽些。与熔融光纤耦合器相类似，在耦合区域中波导器件对波长有内在的依存性，并且波导间相互作用的程度可以通过改变波导宽度w、波导间隙s和波导间折射率指数n_1来改变。在图10.7中，z轴沿着耦合器的长度方向，y轴位于耦合平面，且垂直于两个波导。

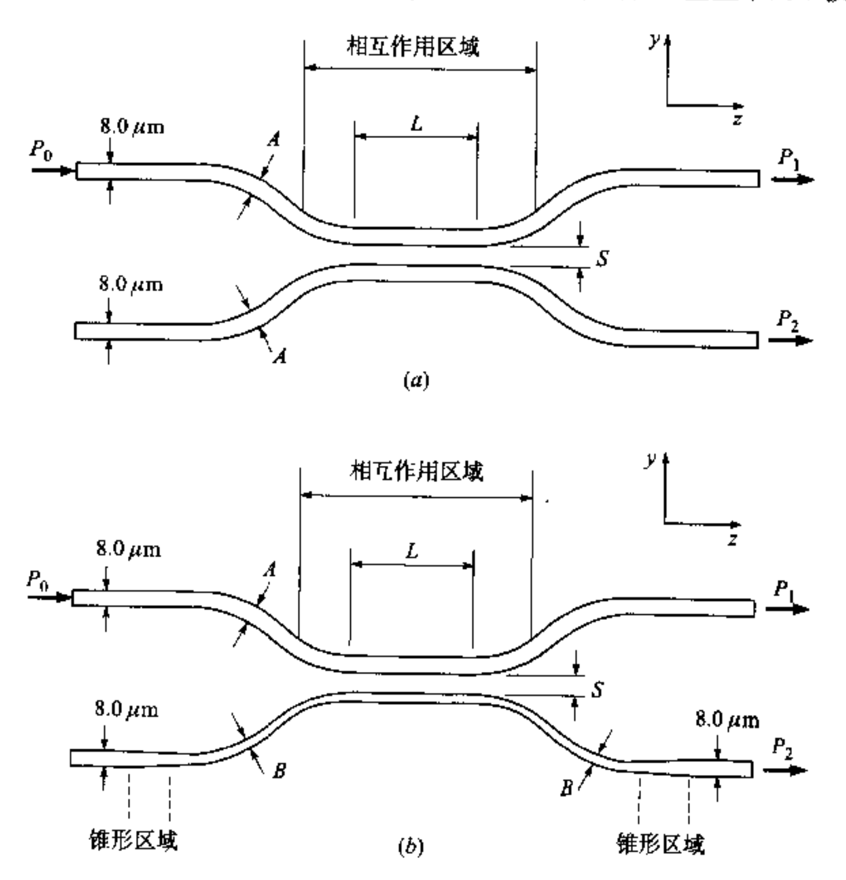


图10.7 双向波导耦合器的剖面图：(a) 均匀对称的双向波导耦合器，两根波导宽均为A=8 μm；(b) 均匀不对称的双向波导耦合器，在耦合器中有一根较窄的宽为B的波导（经允许复制于Takagi，Jinguji，and Kawachi，[25]©1992，IEEE）

我们首先考虑对称耦合器。在实际波导中存在吸收和散射损耗，所以传播常数β_z是一个复数，由下式给出：

$$\beta_z = \beta_r + j\frac{\alpha}{2} \tag{10.17}$$

等式中β_r是传播常数的实部，α是波导中的光损耗系数。因此，两根波导中的总功率沿着其长度以指数exp（$-\alpha z$）下降。例如，半导体波导器件中的损耗在$0.05<\alpha<0.3\ \text{cm}^{-1}$范围以内，回忆（3.1）式中的关系式$\alpha(\text{dB/cm})=4.343\alpha(\text{cm}^{-1})$，这相当于$0.2<\alpha<1$ dB/cm，比熔融光纤耦合器中标定的0.1 dB/km要大得多。

对称耦合器的传输特性可以通过模式耦合理论方法表示为[26, 27]：

$$P_2 = P_0 \sin^2(\kappa z)e^{-\alpha z} \tag{10.18}$$

等式中的耦合系数为：

$$\kappa = \frac{2\beta_y^2 q\, e^{-qs}}{\beta_z w(q^2+\beta_y^2)} \tag{10.19}$$

这表明，耦合系数是传播常数β_y和β_z（分别在y方向和z方向）、波导宽度、间隙距离以及在波导外y方向的消光系数q（也就是在y方向上场量指数下降）的函数，其中q可以表示为：

$$q^2 = \beta_y^2 - k_1^2 \tag{10.20}$$

图10.8给出了理论功率分布与波导长度的函数关系，其中$\kappa=0.6\ \text{mm}^{-1}$，$\alpha=0.02\ \text{mm}^{-1}$。与熔融光纤耦合器相类似，当波导长度$L$满足下式时，功率能全部转移到第二根波导中，即：

$$L = \frac{\pi}{2\kappa}(m+1) \quad 且\ m=0,1,2,\ldots \tag{10.21}$$

由于在耦合器结构确定以后，κ仅与波长有关、功率耦合比P_2/P_0作为波长的函数以正弦规律在0到1范围内变化，如图10.9中所示（为了简单起见，这里假设波导损耗可以忽略）。

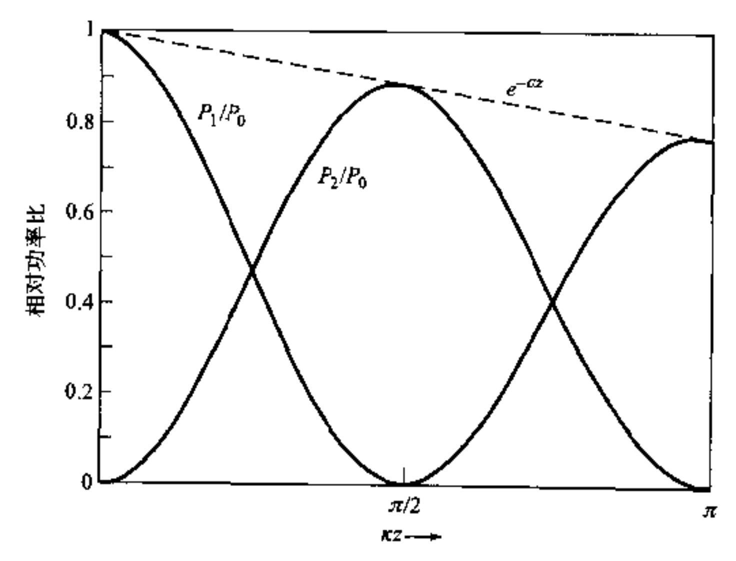


图10.8 在$\kappa=0.6\ \text{mm}^{-1}$、$\alpha=0.02\ \text{mm}^{-1}$对称的2 × 2波导耦合器中，理论上直通臂的功率和耦合功率分布与波导长度的函数关系

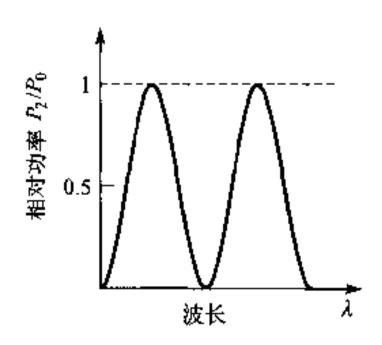


图10.9　在图10.7(a)所示的对称2 × 2导波耦合器中，耦合功率P_2/P_0与波长的关系曲线图

例10.4　对于具有耦合系数κ=0.6 mm⁻¹的对称波导耦合器，利用（10.21）式，可以得到m=1时耦合长度为L=5.24 mm。

如图10.7(b)所示，当两根波导具有不同的宽度时，耦合功率与波长有关，耦合比成为：

$$P_2/P_0=\frac{\kappa^2}{g^2}\sin^2(gz)e^{-\alpha z} \tag{10.22}$$

等式中：

$$g^2=\kappa^2+\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 \tag{10.23}$$

$\Delta\beta$是z方向上两根波导的相位差。利用这种类型的结构，可以做成具有平坦响应的耦合器，耦合比在指定波长范围内小于1，如图10.10所示。在短波长上较低平的响应主要来自幅度项κ^2/g^2的抑制，这种不对称特性可以用于只有指定波长上的一部分功率能够分出的耦合器中。注意当$\Delta\beta$=0时，（10.22）式就退化为（10.18）式给出的对称情况。

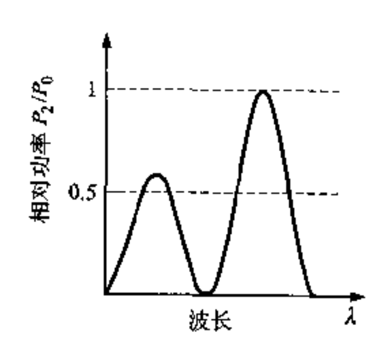


图10.10　图10.7(b)所示的不对称2 × 2波导耦合器中，耦合功率P_2/P_0与波长的关系曲线图

波导宽度渐变的更为复杂的结构也已经制作出来[23]，这些不对称结构可以用于在特定波长范围内使波长响应变平。必须注意的是，上面基于模式耦合理论的分析只有当两波导的折射率相同时才成立，在折射率不同的情况下，需要采用更为复杂的分析处理方法[28]。

10.2.4　星形耦合器

星形耦合器的主要作用是将N个输入功率复合后再平均分配到M个输出端口。制作星形耦合

器的技术包括熔融光纤、光栅、微光技术和集成光学方案，光纤熔融技术是制作$N \times N$耦合器的最受欢迎的方法。比如，已经介绍的在1300 nm波长上分别具有0.4 dB和0.85 dB附加损耗的7 × 7和1 × 19的分路器或合路器都是用这种技术制成的[29,30]。然而，由于加热和拉伸过程中众多光纤间耦合响应控制的难度，限制了$N>2$耦合器的大规模制作。图10.11给出了一个普通的4 × 4熔融光纤星形耦合器。

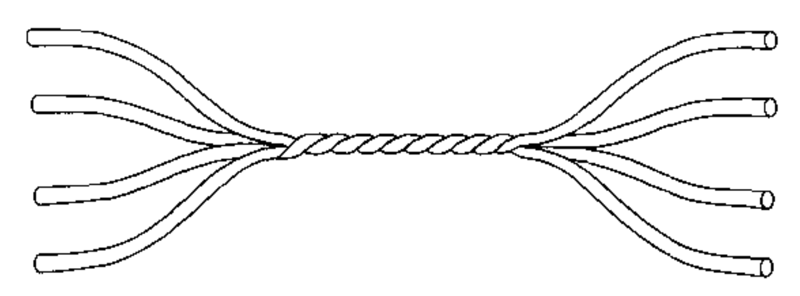


图10.11 通过将四根光纤扭绞、加热和拉伸，使他们熔融在一起制作成的普通4 × 4熔融光纤星形耦合器

在理想的星形耦合器中，任意输入端口输入的光功率都应均匀分配给所有的输出端口，耦合器的总损耗包括分路损耗和通过星形的每一个通路的附加损耗，使用分贝表示的分路损耗为：

$$\text{分路损耗} = -10\log\left(\frac{1}{N}\right) = 10\log N \tag{10.24}$$

与（10.5）式相类似，对单一输入功率P_{in}和N个输出功率，使用分贝表示的附加损耗为：

$$\text{光纤星形耦合器附加损耗} = 10\log\left(\frac{P_{in}}{\sum_{i=1}^{N} P_{out,i}}\right) \tag{10.25}$$

插入损耗和串扰可以分别从（10.6）式和（10.7）式中得到。

可以采用多个3 dB耦合器级联的方法来构造星形耦合器[31-33]。图10.12给出了一个由12个2 × 2耦合器级联成8 × 8耦合器的例子，2 × 2耦合器可以通过熔融光纤或集成光学器件来制成。从图中可以看到，每个输入端口注入的光功率的$1/N$出现在各个输出端口。N必须是2的倍数（即$N=2^n$，$n \geqslant 1$）限制了这项技术的灵活性或模块性，因此，当需要在完全连接的$N \times N$网络中增加一个结点时，就要使用$2N \times 2N$的星形来代替$N \times N$的星形，这样就余下2（$N-1$）个未用的新的结点。也可以在一个端口增加一个2 × 2耦合器来得到$N+1$个输出端口，然而这两个新端口要引入3 dB的损耗。

由图10.12可以推导出，构成$N \times N$星形耦合器所需3 dB耦合器的数量为：

$$N_c = \frac{N}{2}\log_2 N = \frac{N}{2}\frac{\log N}{\log 2} \tag{10.26}$$

因为在垂直方向上有$N/2$个元件，在水平方向上有$\log_2 N = \log N/\log 2$个元件。（提示：用$\log x$来表示以10为底x的对数。）

如果通过每个3 dB耦合器的功率与输入功率的比为F_T，且$0 \leqslant F_T \leqslant 1$（2 × 2耦合器中功率损耗比为$1 - F_T$），于是用分贝表示的附加损耗为：

$$\text{附加损耗} = -10\log(F_T^{\log_2 N}) \tag{10.27}$$

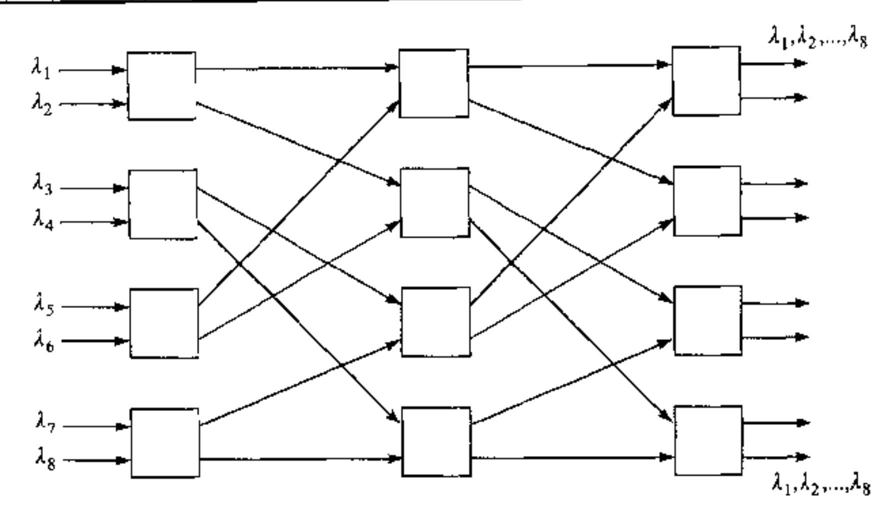


图 10.12　由 12 个 2 × 2 耦合器形成的 8 × 8 星形耦合器

星形耦合器的分路损耗仍可以用（10.24）式来表示。因此，信号通过 $N\times N$ 星形耦合器的 $\log_2 N$ 个阶段并分成 N 个输出所经历的总损耗为（用分贝表示）：

$$
\begin{aligned}
\text{总损耗} = \text{分路损耗} + \text{附加损耗} &= -10\log\left(\frac{F_T^{\log_2 N}}{N}\right) \\
&= -10\left(\frac{\log N \log F_T}{\log 2} - \log N\right) = 10(1-3.322\log F_T)\log N
\end{aligned}
\tag{10.28}
$$

从上式可以看出，损耗随着 N 以对数形式增加。

例 10.5　考虑一个由 3 dB 熔融光纤 2 × 2 耦合器级联构成的商业级的 32 × 32 单模耦合器，每个元件的功率损耗为 5%，由（10.27）式得到的附加损耗为：

$$\text{附加损耗} = -10\log(0.95^{\log 32/\log 2}) = 1.1\,\text{dB}$$

通过（10.24）式可以得到的分路损耗为：

$$\text{分路损耗} = 10\log 32 = 15\ \text{dB}$$

因此，总的损耗为 16.1 dB。

10.2.5　马赫 – 曾德尔干涉仪复用器

与波长有关的复用器也可以用马赫 – 曾德尔（Mach-Zehnder）干涉技术来制成[34-37]，这类器件既可以是有源的也可以是无源的。这里，我们首先讨论无源复用器，图 10.13 解释了一个独立的马赫 – 曾德尔干涉仪（MZI）的组成。2 × 2 MZI 包括三个部分：对输入信号进行分路的初始 3 dB 耦合器；中心部分是长度相差 ΔL 的两根波导、用来在两臂间产生与波长有关的相移；最后是在输出端将信号复合的 3 dB 耦合器。在随后的推导中可以看出，这样安排的作用是，通过分裂输入光束以及在一条通路上引进一个相移，重组的信号将在一个输出端产生相加性干涉，而在另一个输出端产生相消性干涉，信号最后只会在一个输出端口出现。为了简单，下面的分析中不考虑波导的材料损耗和弯曲损耗。

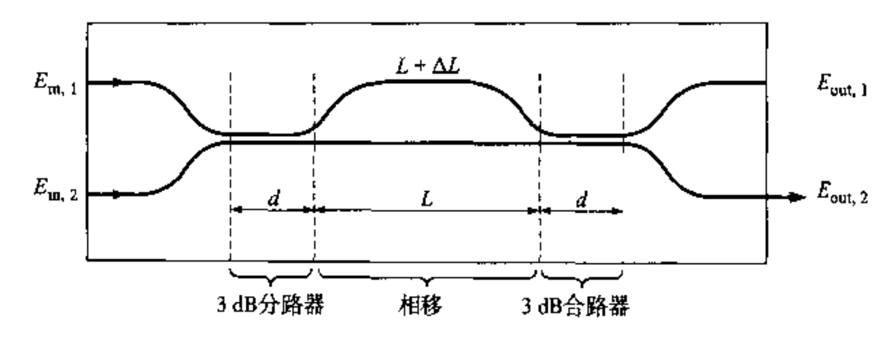


图 10.13 基本的 2 × 2 马赫－曾德尔干涉仪平面图

长度为 d 的耦合器的传播矩阵 $\mathbf{M}_{coupler}$ 为：

$$\mathbf{M}_{coupler}\begin{bmatrix}\cos\kappa d & j\sin\kappa d\\ j\sin\kappa d & \cos\kappa d\end{bmatrix} \tag{10.29}$$

等式中 κ 是耦合系数。由于我们考虑的是平分功率的 3 dB 耦合器，于是 $2\kappa d=\pi/2$，因此有：

$$\mathbf{M}_{coupler}=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix}1 & j\\ j & 1\end{bmatrix} \tag{10.30}$$

在中心区域，当两臂的信号来自同一个光源时，两个波导的输出具有 $\Delta\phi$ 的相位差：

$$\Delta\phi=\frac{2\pi n_1}{\lambda}L-\frac{2\pi n_2}{\lambda}(L+\Delta L) \tag{10.31}$$

注意，相位差可以由不同的路径长度（用 ΔL 给出）或 $n_1\neq n_2$ 时的折射率差产生。这里，考虑两臂具有相同的折射率，并且 $n_1=n_2=n_{eff}$（波导中的有效折射率），于是可以将（10.31）式重写为：

$$\Delta\phi=k\Delta L \tag{10.32}$$

等式中 $k=2\pi n_{eff}/\lambda$。

对于一个给定的相位差 $\Delta\phi$，与之相对应的传播矩阵 $M\Delta_\phi$ 为：

$$M_{\Delta\phi}=\begin{bmatrix}\exp(jk\Delta L/2 & 0\\ 0 & \exp(-jk\Delta L/2)\end{bmatrix} \tag{10.33}$$

两个臂的输出光场 $E_{out,1}$ 和 $E_{out,2}$ 与输入场 $E_{in,1}$ 和 $E_{in,2}$ 的关系为：

$$\begin{bmatrix}E_{out,1}\\ E_{out,2}\end{bmatrix}=M\begin{bmatrix}E_{in,1}\\ E_{in,2}\end{bmatrix} \tag{10.34}$$

等式中：

$$M=M_{coupter}\cdot M_{\Delta\phi}\cdot M_{coupter}=\begin{bmatrix}M_{11} & M_{12}\\ M_{21} & M_{22}\end{bmatrix}=j\begin{bmatrix}\sin(k\Delta L/2) & \cos(k\Delta L/2)\\ \cos(k\Delta L/2) & -\sin(k\Delta L/2)\end{bmatrix} \tag{10.35}$$

为了构建一个复用器，需要将输入信号从不同的波长注入到MZI中，即 $E_{in,1}$ 在 λ_1 处注入，$E_{in,2}$ 在 λ_2 处

注入。于是，利用（10.34）式，可以得到输出场 $E_{out,1}$ 和 $E_{out,2}$ 分别是两个输入场单独分布时的总和：

$$E_{out,1} = j[E_{in,1}(\lambda_1)\sin(k_1\Delta L/2) + E_{in,2}(\lambda_2)\cos(k_2\Delta L/2)] \qquad (10.36)$$

$$E_{out,2} = j[E_{in,1}(\lambda_1)\cos(k_1\Delta L/2) - E_{in,2}(\lambda_2)\sin(k_2\Delta L/2) \qquad (10.37)$$

等式中 $k_j=2\pi n_{eff}/\lambda_j$。由此可以看到功率是从光强得到的，光强又是场强的平方，因此：

$$P_{out,1} = E_{out,1}E^*_{out,1} = \sin^2(k_1\Delta L/2)P_{in,1} + \cos^2(k_2\Delta L/2)P_{in,2} \qquad (10.38)$$

$$P_{out,2} = E_{out,2}E^*_{out,2} = \cos^2(k_1\Delta L/2)P_{in,1} + \sin^2(k_2\Delta L/2)P_{in,2} \qquad (10.39)$$

其中 $P_{in,j}=|E_{in,j}|^2=E_{in,j}\cdot E_{in,j}$。在推导（10.38）式和（10.39）式时，由于交叉项的频率是光载波频率的两倍，这在光检测器的响应能力之外，因而去除了该项。

从（10.38）式和（10.39）式中可以看出，如果想要两个输入端的所有功率全部离开同一个端口（比如端口 2），需要有 $k_1\Delta L/2=\pi$ 及 $k_2\Delta L=\pi/2$，或者：

$$(k_1 - k_2)\Delta L = 2\pi n_{eff}\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)\Delta L = \pi \qquad (10.40)$$

因此干涉仪两臂的长度差应为：

$$\Delta L = \left[2n_{eff}\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)\right]^{-1} = \frac{c}{2n_{eff}\Delta v} \qquad (10.41)$$

等式中 Δv 是两个波长之间的频率间隔。

例 10.6　(a) 假设 2 × 2 石英 MZI 的输入波长间隔为 10 GHz（即在 1550 nm 处 $\Delta\lambda$=0.08 nm），石英波导中 n_{eff}=1.5，利用（10.41）式可以得到波导长度差必须为：

$$\Delta_L = \frac{3\times10^8\ \text{m/s}}{2(1.5)10^{10}/s} = 10\ \text{mm}$$

(b) 如果频率间隔为 130 GHz（即 $\Delta\lambda$=1 nm），那么 ΔL≈0.77 mm。

使用基本的 2 × 2 MZI 可以构成任意大小的 $N \times N$ 复用器（$N=2^n$）。图 10.14 给出了一个 4 × 4 复用器的例子[34]。其中，MZI_1 的输入频率分别为 v 和 $v + 2\Delta v$（分别称为 λ_1 和 λ_3），MZI_2 的输入频率分别为 $v + \Delta v$ 和 $v + 3\Delta v$（分别称为 λ_2 和 λ_4）。由于在第一级两个干涉仪的信号间隔为 $2\Delta v$，路径差满足条件：

$$\Delta L_1 = \Delta L_2 = \frac{c}{2n_{eff}(2\Delta v)} \qquad (10.42)$$

在第二级，输入间隔为 Δv。因此需要有：

$$\Delta L_3 = \frac{c}{2n_{eff}\Delta v} = 2\Delta L_1 \qquad (10.43)$$

当这些条件均满足时，四个输入功率都会从端口C输出。

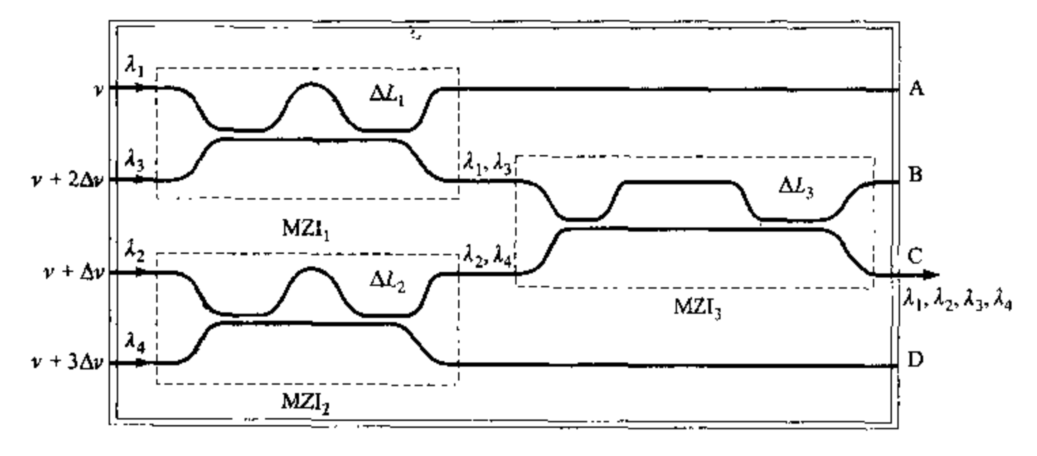


图10.14　使用3个2 × 2 MZI元件构成的四通道波长复用器的例子（经允许复制于Verbeek et al.，[34] © 1998，IEEE）

从这些设计示例中，可以推导出一个N到1的MZI复用器，这里$N=2^n$，$n \geq 1$并为整数，复用器包含n级，在第j中有2^{n-j}个MZI。在第j级中一个干涉仪元件内的路径差为：

$$\Delta L_{\text{stage } j} = \frac{c}{2^{n-j} n_{\text{eff}} \Delta\nu} \tag{10.44}$$

N到1的复用器也可以通过改变光传播方向而作为1到N的解复用器。对于一个实际的MZI，需要将这些例子中给出的理想情况稍加修改，即在ΔL_1和ΔL_2之间有轻微差异（详细情况请参见参考文献32）。

10.2.6　光纤光栅滤波器

光栅是WDM系统中用做复合和分离独立波长的重要元件。基本上，光栅是材料中的一个周期性结构或周期性扰动。在材料中的这种变化具有一种特性，即可以在与波长有关的某一特定方向上反射或传输光，因此光栅可以分为传输光栅和反射光栅。

图10.15定义了反射光栅中的不同参数。其中，θ_i是光的入射角，θ_d是衍射角，Λ是光栅周期（材料中结构变化的周期）。在包含一系列等间隔缝隙的传输光栅中，两个相邻缝隙的间隔称为光栅的间距。当以角度θ_d衍射的射线满足下面的光栅方程时，在成像平面内就会产生在波长λ上的相加干涉，即：

$$\Lambda(\sin\theta_i - \sin\theta_d) = m\lambda \tag{10.45}$$

等式中m是光栅的阶数，一般只考虑$m=1$的一阶衍射条件（注意在一些教科书中，入射角和折射角定义为在光栅法线的同一侧测量的值，此时$\sin\theta_d$前面的符号要改变）。由于对于不同的波长，可以在成像平面内的不同点满足光栅方程，所以光栅可以分离出单独的波长。

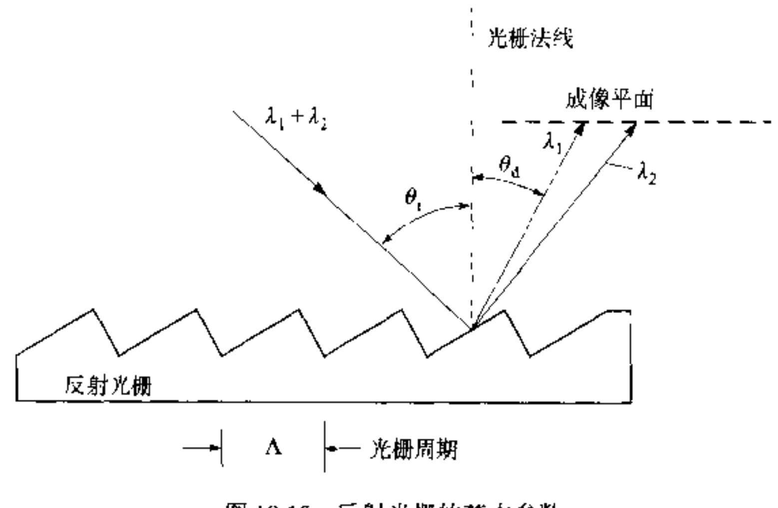


图 10.15　反射光栅的基本参数

在光纤中采用布喇格光栅可以组成一个高性能器件，用于在密集WDM系统的密集谱内接入独立波长[38-42]。由于这是一个全光纤器件，其主要优点是价格便宜、低损耗（大约0.1 dB）、易于与其他光纤耦合、对偏振不敏感、低温系数小（<0.7 pm/℃）以及封装简单等。光纤光栅是通过光写入过程制成的窄带反射滤波器，这个技术是基于掺锗石英光纤所表现的高光敏性，这说明可以通过将其暴露于244 nm的紫外光辐射中，从而在纤芯折射率中引入一些变化。已经证明，可以在这种光致光栅中实现100 GHz或更小一些的光带宽[43,44]。

产生光纤相位光栅有多种方法，图10.16所示为外部写入技术。光栅制作是通过两束紫外光横向照射光纤，并在纤芯中产生干涉模式而实现的。其中，高强度区域（用阴影椭圆表示）引起了光敏纤芯局部折射率的增加，而在零强度时不受影响，永久的反射布喇格光栅就是这样写入纤芯中的。当多波长信号进入光栅时，与布喇格反射条件相位匹配的波长是不能传输的。

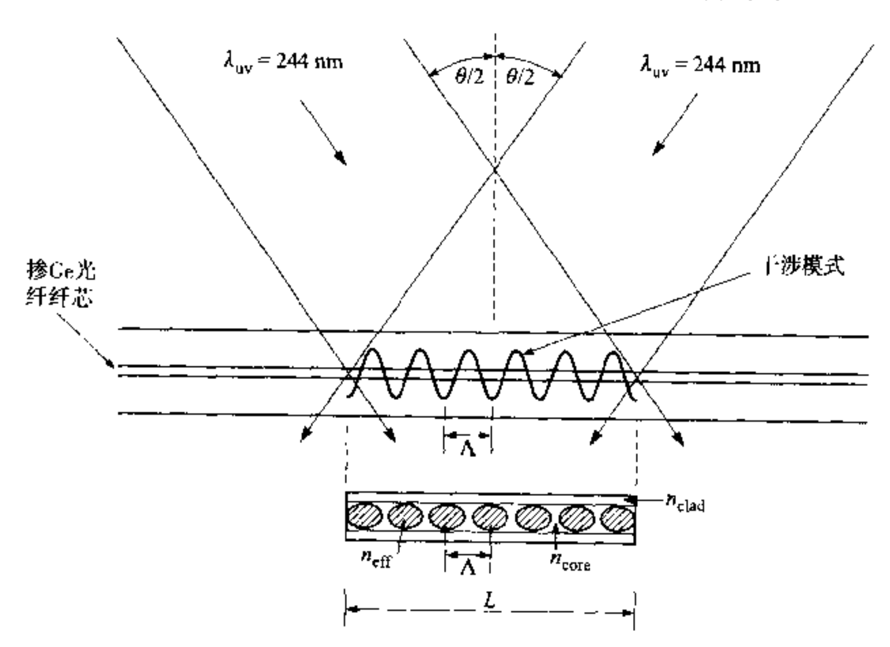


图 10.16　通过射入两束紫外光在纤芯中形成布喇格光栅的示意图

利用（10.45）式给出的标准光栅方程，其中 λ 是紫外光的波长 λ_{uv}，干涉模式的周期Λ（光栅

周期）可以通过自由空间波长 λ_{uv} 的两个干涉光束间的夹角 θ 来计算，注意图 10.16 中 θ 是在光纤外部测量的。

外界写入光栅可以表示为纤芯折射率沿着纤芯轴向受到均匀的正弦调制，即：

$$n(z) = n_{\text{core}} + \delta n\left[1 + \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right)\right] \tag{10.46}$$

等式中 n_{core} 是没有被照射的纤芯折射率，Δn 则是折射率的光致变化。

光栅的最大反射率 R 在满足布喇格条件时出现，即反射波长 λ_{Bragg} 为：

$$\lambda_{\text{Bragg}} = 2\Lambda n_{\text{eff}} \tag{10.47}$$

n_{eff} 是纤芯的模式有效折射率。在该波长处，长为 L、耦合系数为 κ 的光栅的峰值反射率 $R_{\max}$ 由下式给出（见习题 10.5）：

$$R_{\max} = \tanh^2(\kappa L) \tag{10.48}$$

最大反射率可以保持的全带宽 $\Delta\lambda$ 为[42]：

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_{\text{Bragg}}^2}{\pi n_{\text{eff}} L}\left[(\kappa L)^2 + \pi^2\right]^{1/2} \tag{10.49}$$

而半高全宽（FWHM）的近似表达式则为：

$$\Delta\lambda_{\text{FWHM}} \approx \lambda_{\text{Bragg}} s\left[\left(\frac{\delta n}{2n_{\text{core}}}\right)^2 + \left(\frac{\Lambda}{L}\right)^2\right]^{1/2} \tag{10.50}$$

等式中，对接近 100% 反射的强光栅，$s \approx 1$，而对弱光栅，$s \approx 0.5$。

对于整个纤芯中折射率受到均匀正弦调制的情况，耦合系数 κ 由下式给定：

$$\kappa = \frac{\pi \delta n \eta}{\lambda_{\text{Bragg}}} \tag{10.51}$$

η 是纤芯中的光功率所占的比例。假设在纤芯中光栅是均匀的，η 可以近似为：

$$\eta \approx 1 - V^{-2} \tag{10.52}$$

等式中 V 是光纤的归一化频率，对于不均匀或折射率非正弦变化的情况需要有更为精确的计算方法[45]。

例 10.7　(a) 下表中给出了在不同 κL 值时由（10.48）式所求得的 $R_{\max}$ 的值。

κL	$R_{\max}$（%）
1	58
2	93
3	98

(b) 考虑具有下列参数的光纤光栅：L=0.5 cm，λ_{Bragg}=1530 nm，n_{eff}=1.48，Δn=2.5 × 10^{-4} 及 η=82%。由（10.51）式可以得到 κ=4.2 cm^{-1}，将其代入（10.49）式得到 $\Delta\lambda$=0.38 nm。

图 10.17 给出了使用光纤布喇格光栅的解复用功能的简单概念[46,47]。为了提取所需的波长，通过一个环形器来连接光栅，在三端口的环形器中，一个端口的输入信号在下一个端口输出。比如，端口 1 的输入信号在端口 2 输出。这里，有四个波长进入环形器的端口 1 并从端口 2 发送出去，除了 λ_2，其余所有的波长均通过光栅，由于 λ_2 满足光栅的布喇格条件而被反射回来，进入环形器的端口 2，并从端口 3 发送出去。有几个光栅和环形器的复用、解复用结构也可以使用这种模式来实现。

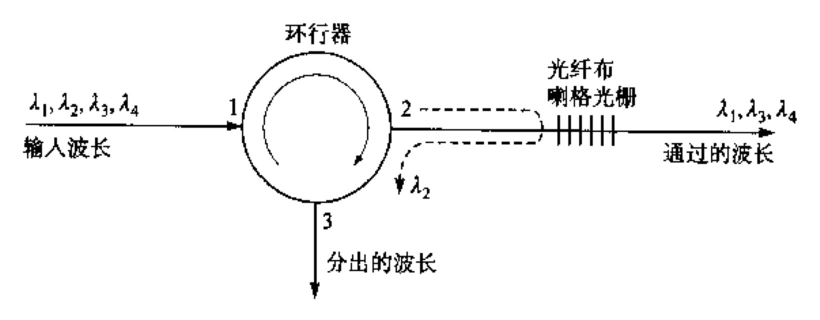


图 10.17　使用光纤光栅和光环形器的解复用功能的简单概念图

10.2.7　基于相位阵列的 WDM 器件

极其通用的WDM器件是基于使用阵列波导光栅的，这类器件可以用做复用器、解复用器、分插复用器或波长路由器。这里，我们将讨论已经得到验证的多种设计概念中的一种[48-53]。实际上，阵列波导光栅是2×2马赫-曾德尔干涉仪复用器的推广，常用的设计包括有M_{in}个输入端口和M_{out}个输出端口的平板波导，以及由传播常数为β的N个无耦合的波导连接的、两个有相同焦平面的星形耦合器。在中心区域，相邻波导的长度差为常数值ΔL，因此形成了一个马赫-曾德尔类型的光栅，如图 10.18 所示。对于一个单纯的复用器，有 $M_{in}=N$ 及 $M_{out}=1$；对于解复用器，有 $M_{in}=1$ 及 $M_{out}=N$；在网络选路应用中，有 $M_{in}=M_{out}=N$。

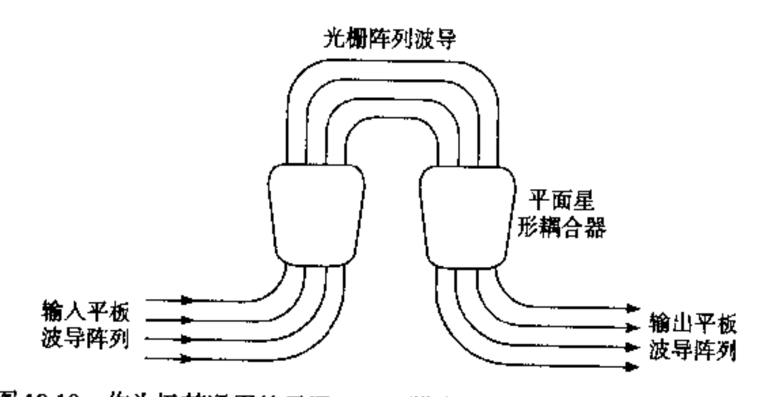


图 10.18　作为极其通用的无源 WDM 器件的典型阵列波导光栅的俯视图

图 10.19 描述了星形耦合器的几何结构，这个耦合器作为焦距为L_f的透镜，因此物体和成像平面分别到发送平面波导和接收平面波导的距离为L_f。输入和输出波导均位于焦线上，其中焦线是以$L_f/2$为半径的圆。在图 10.19 中，x是输入波导和输出波导中心之间的距离，d是光栅阵列波导间的距离，θ是输入或输出平面波导内的衍射角。星形耦合器和光栅阵列波导的折射率分别为 n_s 和 n_c。

由于任意两个相邻光栅波导间具有相同的长度差 ΔL，所以得到的相位差为 $2\pi n_c\Delta L/\lambda$，因此，根据相位匹配条件，从输出信道波导中发出的光必须满足光栅方程：

$$n_s d \sin\theta + n_c \Delta L = m\lambda \tag{10.53}$$

等式中整数 m 是光栅的衍射阶数。

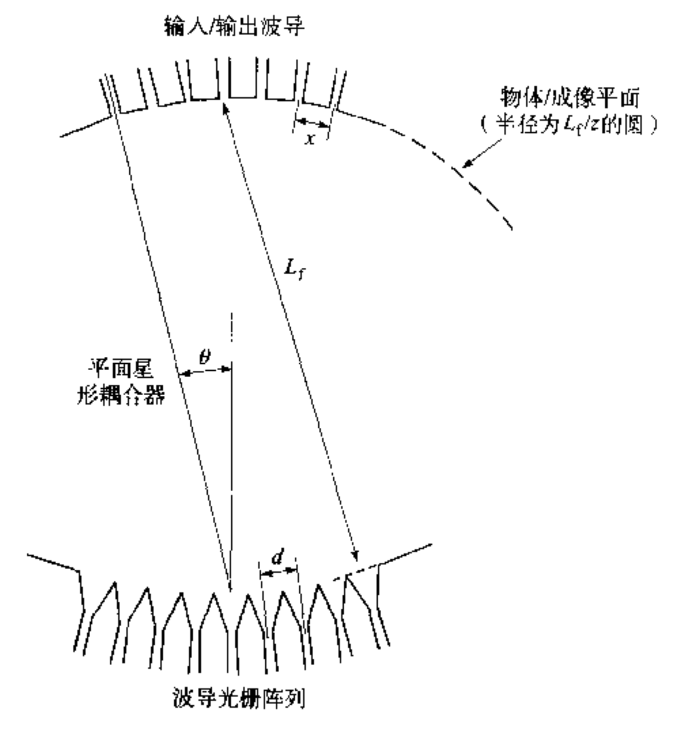


图 10.19 用在阵列波导光栅 WDM 器件中的星形耦合器的几何结构图

通过使阵列内部测得的相邻阵列波导间的路径长度差ΔL成为解复用器中心设计波长的整数倍，可以实现聚焦，即：

$$\Delta L = m\frac{\lambda_c}{n_c} \tag{10.54}$$

等式中 λ_c 是真空中的中心波长，即定义为从中心输入波导到中心输出波导这一路径的通过波长。

为了求得信道间隔，需要找到角色散。角色散定义为有单位频率变化时，聚焦点沿着成像平面增加的侧向角偏移，可以通过将（10.53）式对频率求导来得到。考虑 $\theta\approx 0$ 的近似，可以得到：

$$\frac{d\theta}{d\nu} = -\frac{m\lambda^2}{n_s c d}\frac{n_g}{n_c} \tag{10.55}$$

等式中光栅阵列波导的群折射率定义为：

$$n_g = n_c - \lambda\frac{dn_c}{d\lambda} \tag{10.56}$$

使用频率表示信道间隔 $\Delta\nu$：

$$\Delta\nu = \frac{x}{L_f}\left(\frac{d\theta}{d\nu}\right)^{-1} = \frac{x}{L_f}\frac{n_s c d}{m\lambda^2}\frac{n_c}{n_g} \tag{10.57}$$

或者用波长表示，则有：

$$\Delta\lambda=\frac{x}{L_f}\frac{n_s d}{m}\frac{n_c}{n_g}=\frac{x}{L_f}\frac{\lambda_0 d}{\Delta L}\frac{n_s}{n_g} \tag{10.58}$$

于是（10.57）式和（10.58）式在设计的中心波长 λ_c 周围，定义了复用器工作的通过频率或波长。注意到，通过使 ΔL 很大，这类器件可以复用和解复用波长间隔很小的光信号。

例10.8 考虑一个 $N\times N$ 的波导光栅复用器，有 L_f=10 mm，x=d=5 μm，n_c=1.45，并且中心设计波长 λ_c=1550 nm。对于 m=1，由（10.54）式得到的波导长度差为：

$$\Delta L=m\frac{\lambda_c}{n_c}=\frac{1550\,\text{nm}}{1.45}=1.069\ \mu\text{m}$$

如果 n_s=1.45 及 n_g=1.47，由（10.58）式可以得到：

$$\Delta\lambda=\frac{x}{L_f}\frac{n_s d}{m}\frac{n_c}{n_g}=\frac{5}{10^4}\frac{(1.45)(5)}{1}\frac{1.45}{1.47}\mu\text{m}=3.58\ \text{nm}$$

由（10.53）式可以看出，通过器件的每一个通路的同相阵列是周期性的，因此相邻波导间的 θ 角变化 2π 时，该场将再一次成像在同一个点。在频域中两个相邻场最大值间的周期称为自由谱范围（FSR，free spectral range），可以通过下面的关系式来表示[51]：

$$\Delta\nu_{\text{FSR}}=\frac{c}{n_g(\Delta L+d\sin\theta_i+d\sin\theta_o)} \tag{10.59}$$

θ_i 和 θ_o 分别是输入波导和输出波导中的衍射角，这些角一般是从阵列的中心测得的。因此，在中心端口的任一侧，对第 j 个输入端口和第 k 个输出端口分别有 $\theta_i=jx/L_f$ 和 $\theta_o=kx/L_f$，这表示FSR与所使用的输入和输出端口及光信号有关。当端口相对时，有 $\theta_i=\theta_o=0$，于是：

$$\Delta\nu_{\text{FSR}}=\frac{c}{n_g\Delta L} \tag{10.60}$$

10.3 可调谐光源

为了产生WDM所需的光谱，人们提出了很多不同的激光器设计方案。有三种基本方案可供选择：(1)一系列离散的DFB或DBR激光器；(2)波长可调激光器（或频率可调）；(3)多波长激光器阵列。

采用离散的单波长激光器是最简单的方法，即通过手工选择工作在不同波长上的光源。这种方法虽然直接，但花费却很昂贵，因为使用多个激光器的代价较高。此外，必须严格地控制和检测光源，以保证它们的波长不随时间和温度漂移而进入邻近光源的谱线区。

采用频率可调激光器，则只需要一个光源。[54-59]这些器件是基于DFB或DBR结构的，其谐振腔（如第4章所述）内有波导型光栅滤波器。频率调谐通过改变器件的温度（波长变化接近0.1 nm/℃），或是改变注入到有源区（增益型）、无源区（所产生的波长变化为 $0.8\times10^{-2}\sim4.0\times10^{-2}$ nm/mA，或者等效于1～5 GHz/mA）的电流来实现。通常采用后一种方法，因此导致了有效折射率的改变，从而引起峰值输出波长的漂移。最大调谐范围与光输出功率有关，输出功率越大，调谐范围越窄。

图 10.20 给出了一个注入可调的三段 DBR 激光器其调谐范围的例子。

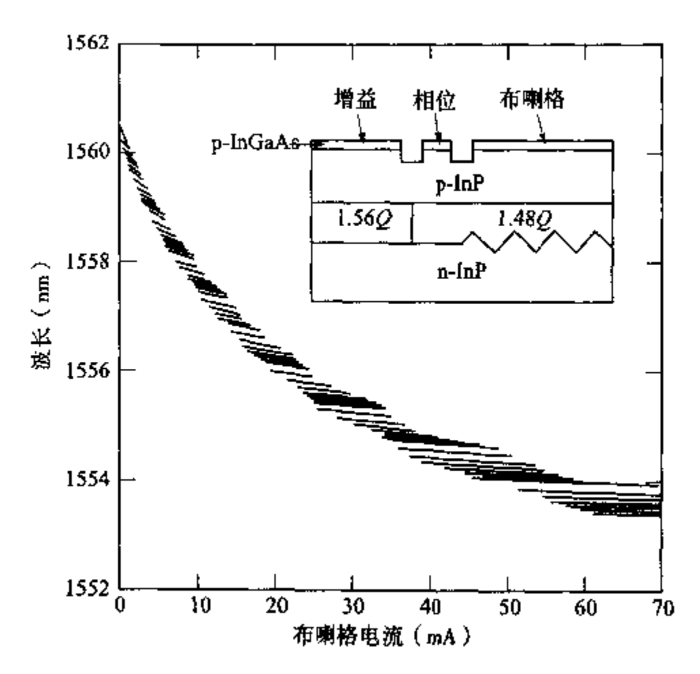


图 10.20 注入可调的三段 DBR 激光器的调谐范围（经允许复制于 Staring et al., [59]© 1994，IEEE）

调谐范围 $\Delta\lambda_{tune}$ 可以使用下式计算：

$$\frac{\Delta\lambda_{tune}}{\lambda} = \frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}} \tag{10.61}$$

其中 Δn_{eff} 是等效折射率因子的改变量。实际中，折射率的最大改变量约为 1%，导致的调谐范围为 10 ~ 15 nm。图 10.21 描述了调谐范围、信道间隔和光源谱宽之间的关系。为了避免相邻信道的串扰，信道间隔通常为光源谱宽 $\Delta\lambda_{signal}$ 的 10 倍，即：

$$\Delta\lambda_{channel} \approx 10\Delta\lambda_{signal} \tag{10.62}$$

因此，信道 N 的最大值可以使用可调范围 $\Delta\lambda_{tune}$ 表示为：

$$N \approx \frac{\Delta\lambda_{tune}}{\Delta\lambda_{channel}} \tag{10.63}$$

例 10.9 对一个工作于 1550 nm 的 DBR 激光器，假定其最大折射率改变为 0.65%。则调谐范围是：

$$\Delta\lambda_{tune} = \lambda\frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}} = (1550\,\text{nm})(0.0065) = 10\,\text{nm}$$

若光源谱宽 $\Delta\lambda_{signal}$ 对于 2.5 Gb/s 的信号是 0.02 nm，则该可调范围内的信道数目是：

$$N \approx \frac{\Delta\lambda_{tune}}{\Delta\lambda_{channel}} = \frac{10\text{ nm}}{10(0.02\text{ nm})} = 50$$

阵列可调谐激光器为大规模WDM网络提供了更灵活的实现手段[60]。阵列激光器除了可以更为灵活的应用外，还可以与复用器等器件集成在同一基片上。大多数阵列激光器由DFB和MQW的组合结构制造而成。MQW代表多量子阱，是一种用来增强有源区内载流子数目和光场约束度的多层结构（见4.3.5节）。

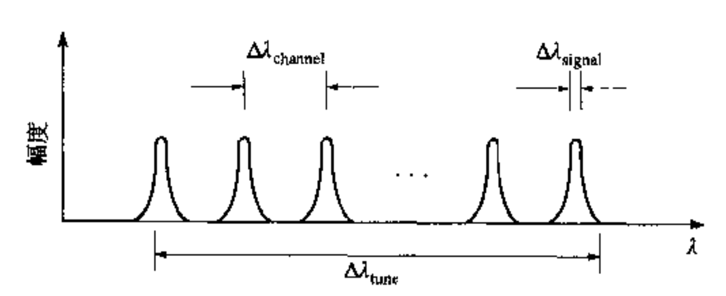


图 10.21 调谐范围、信道间隔和光源谱宽之间的关系

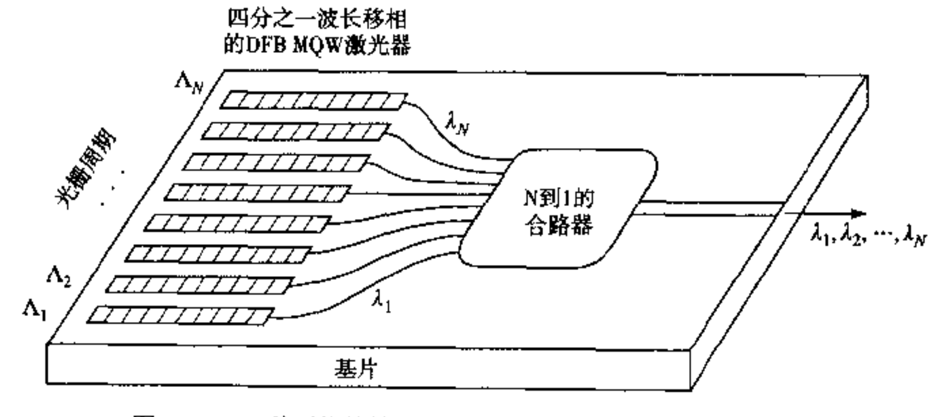


图 10.22 一种可能的结构示意图，它包含了制造于同一晶片上的阵列可调 MQW-DFB 激光器和一个光功率合成器

从基本功能上讲，MQW允许有源区有较低的阈值电流，而DFB则用于频率调谐。图10.22显示了一种多个MQW-DFB激光器于同一晶片上制造的可能结构。如4.3.6节所示，在光学腔中心的褶皱处引入四分之一波长的移相，阵列中每个DFB激光器产生的光波长将符合光栅的布喇格波长，即为（对于一阶光栅）：

$$\lambda_{Bragg} = 2n_{eff}\Lambda \tag{10.64}$$

其中Λ为光栅的空间周期。因此，该阵列中获得多个波长有两个选择，一个是在制造过程中改变激光器光栅的空间周期；另一个是制造具有不同波导厚度的激光器，从而产生不同的能量带隙，使有源区产生不同波长的激光辐射。

另一种设计是使用集成捆绑的光源（宽带的半导体激光器或LED）、波导光栅复用器和光放大器[61-63]。在这种称为频谱分割的方法中，一个宽带光谱输出（如来自已放大的LED）由波导光栅在频域内分为一组具有精确间隔的光频，从而成为恒定输出的光源阵列。这些被频谱分割的光源可以馈入一系列可进行独立寻址和外调制的波长通道中。

10.4 可调谐滤波器

在一定光频带上动态调谐的光滤波器可用于WDM网络，以增加其灵活性。大多数可调谐光滤波器的工作原理和无源器件一样，其主要区别在于，有源器件中至少有一个耦合器的一臂，可以通过控制原理（如电压或温度的变化）改变其长度或折射率。这样就允许网络操作员选择特定的光频通过滤波器[64,65]。

10.4.1 系统考虑

图10.23显示了可调光滤波器的基本概念。其中滤波器的工作频率范围是$\Delta\nu$，可以采用电调谐来允许一个光频带通过。相应的系统参数如下：

1. 调谐范围$\Delta\nu$是滤波器的工作范围。若滤波器需要工作在1300 ~ 1500 nm的窗口，则相应的调谐范围是25 THz（或$\Delta\lambda$=200 nm）。在网络中采用基于光纤的放大器，如第11章中所述，可获得的最大范围是以1550 nm为中心的$\Delta\lambda$=35 nm（即以193.1 THz为中心的$\Delta\nu$=4.4 THz），增益平坦放大器需要更宽的范围。
2. 信道间隔$\Delta\nu$，是用以保证最低串扰性能的信道间最小频率间隔[66,67]。邻近信道的串扰信号功率必须保证低于所需信号30 dB，从而满足系统的性能需求。
3. 最大信道数N，这是可以列入调谐范围内等间隔信道的最大数目，而且此时能保持邻近信道间的串扰功率较低。它定义为总调谐范围$\Delta\nu$与信道间隔$\Delta\nu$的比值，即：

$$N=\frac{\Delta\nu}{\delta\nu} \tag{10.65}$$

4. 调谐速度，这决定了滤波器从一个频率切换到另一个频率有多快。对于信道建立时间较长（若干分钟到若干小时）的应用，毫秒级的调谐速率就足够了。然而，如果希望快速交换信息分组，就必须有亚微秒级的调谐时间。例如，对于2.5 Gb/s的信道，传输一个500比特分组的时间是0.2 μs。

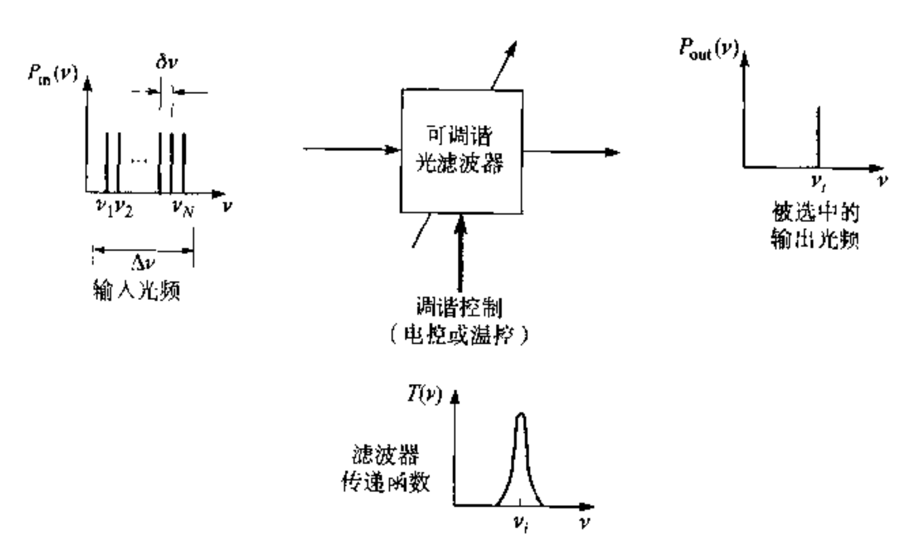


图10.23 可调谐光滤波器的基本概念

10.4.2 可调谐滤波器的类型

很多用于制造可调光滤波器的技术已经得到研究和实验。随着WDM方法的演化，人们研究的兴趣转向信道间隔采用固定频率的系统上，这些固定频率间隔是100 GHz（或在1550 nm传输窗口时为0.8 nm）的整数倍。因此，在这里我们主要关注那些$\Delta\nu \leq 100$ GHz（$\Delta\lambda \leq 1$ nm）的可调谐光滤波器，这类器件包括：

- 将有多个控制电极的**可调2×2方向耦合器**置于一个耦合波导上[68]。图10.24给出了一个多电极非对称方向耦合器置于$LiNbO_3$晶体之上，其中一个臂比另一个臂薄。使用该器件实现波长分接，将有M个波长进入输入端口1。可以给电极加上特定的电压以改变波导的折射率，从而选择一个波长，假设为λ_i，并将其耦合入第二个波导，即从端口4输出。其余的$M-1$个波长通过器件从端口3输出。

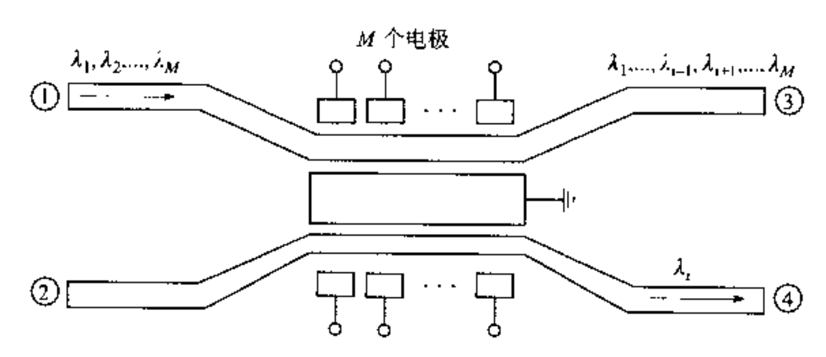


图10.24 多电极可调谐的非对称方向耦合器的概念（经允许复制于Brooks，Ruschin，[68] © 1995，IEEE）

要在进入端口1的输入流中插入一个波长，可以将该波长λ_i插入端口2，通过耦合跨入上面的波导，继而和端口1进来的$\lambda_1,\ldots,\lambda_{i-1},\lambda_{i+1},\lambda_M$等其他波长一道由端口3输出。

这类滤波器的调谐范围约为60 nm，信道带宽约为1 nm（1550 nm处为125 GHz）。

- **可调谐马赫-曾德尔干涉仪**使用热光或电光控制机理以改变干涉仪的臂长[65,69]。在1 ms内的热光调谐已经做过12个信道间隔为5 GHz的实验。电光调谐可实现8信道50 GHz光频间隔（在1550 nm波长处为0.4 nm），调谐时间小于50 ns。这是通过级联三个可调谐MZI来实现的，如图10.25所示。其中，三级MZI的通道长度不同，分别为1.4 mm、0.7 mm和0.35 mm（其比例为4∶2∶1），以获得50 GHz、100 GHz和200 GHz的频率间隔。通过改变各级MZI的通道长度可以选择8个信道中的任何一个，这是通过对干涉仪臂上各电极施加合适的电压来实现的。
- **光纤法布里-珀罗滤波器**的工作原理为，通过入射光波在镜面谐振腔的部分干涉，以产生频域的传输极点和零点[70,71]。图10.26给出了一个可调谐光纤法布里-珀罗滤波器的例子。单模光纤的两个端面被抛光并采用反射介电材料涂覆。将这两根光纤安装于两个压电陶瓷晶体之间，光纤端面的间隔为d以形成一个法布里-珀罗腔。对压电陶瓷晶体施加电压可使其略微展宽，从而改变电介质镜面间的宽度。于是，器件的共振频率通过调整腔长而发生了改变。该器件具有较宽的频谱范围（如100个通带为5 GHz的信道）和较窄的调谐精度，但速度较慢，从一个波长切换到另一个波长的速度为100 μs的量级。

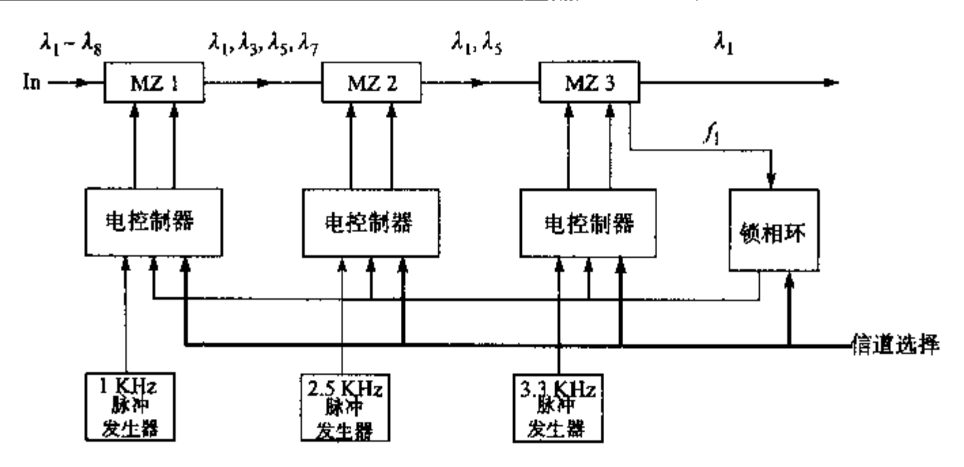


图 10.25 三级可调 MZI 滤波器（经允许复制于 Wooten et al.,[65]© 1993，IEEE）

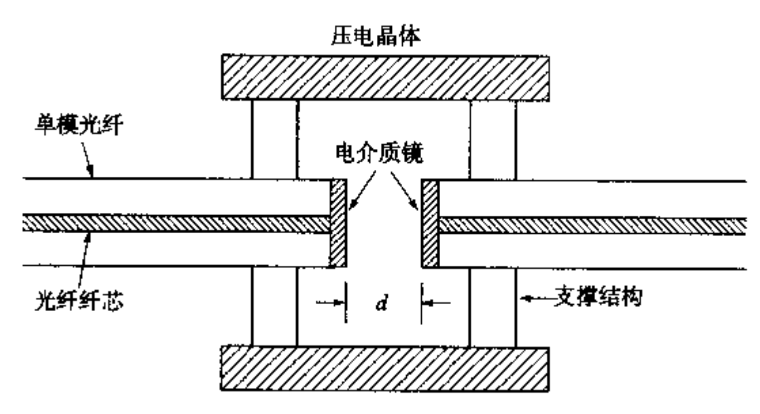


图 10.26 光纤法布里 - 珀罗腔可调滤波器的工作装置

- **可调谐波导阵列**是基于波导光栅和各阵列输出端的光放大器[72]或光开关[73]的组合。通过对光放大器加载适当的偏置以增加或损耗某个频谱分量，或通过光开关中的特殊设置，可以选择WDM中的每一个信道并通过滤波器，可同其他波长一起在放大器中进行均衡，或者将其分接（下信道）输出到接收机。信道间隔 195 GHz、信道带宽为 60 GHz（约为 0.5 nm）的该器件已得到实验验证。
- **液晶法布里 - 珀罗滤波器**是基于在法布里 - 珀罗腔内采用高速电控液晶的器件[74,75]。在这种情况下，液晶放置于两根光纤端面之间，成为法布里 - 珀罗腔的一部分。这类滤波器可以在较宽范围内调谐，因为晶体加载了电压就可以改变其折射率，从而影响谐振腔材料中的光程长度。以 1550 nm 为中心波长，可达到的切换时间小于 10 μs、调谐范围为 13 nm、信道间隔为 0.7 nm（88 GHz）。
- **可调谐多光栅滤波器**可用于 N 个不同波长中增加或减少任何数目[47,76]。图 10.27 解释了这一概念，这种结构采用两个三端口环行器，并将 N 个串联的电可调光纤反射光栅置于二者之间。每个光栅对应于系统中的一个波长。解复用器将分接下来的波长再分到单独信道中，而复用器则将波长组合以在光纤干线上传输。

这种器件按如下程序工作：多达 N 个的一系列波长进入左边环行器的端口 1，再从端口 2 出来。在未调谐状态，每个光纤光栅对所有波长透明。但是，一旦光栅调谐到某个波长时，该光波将被反射回来，重新返回左手环行器的端口 2，再从端口 3 输出到解复用器，上述过程可以对任何所需数目的信道进行。其余所有未反射的波长输出到右手环行器，在这里它们

进入端口 1 并从端口 2 输出，要插入新的或是分接下来的波长时，可将其从右手环行器的端口 3 注入，这些波长先从端口 1 输出到系列调谐光纤光栅，调谐光栅再反射这些波长，因此这些波长进入右手环行器，通过它与其他波长组合。

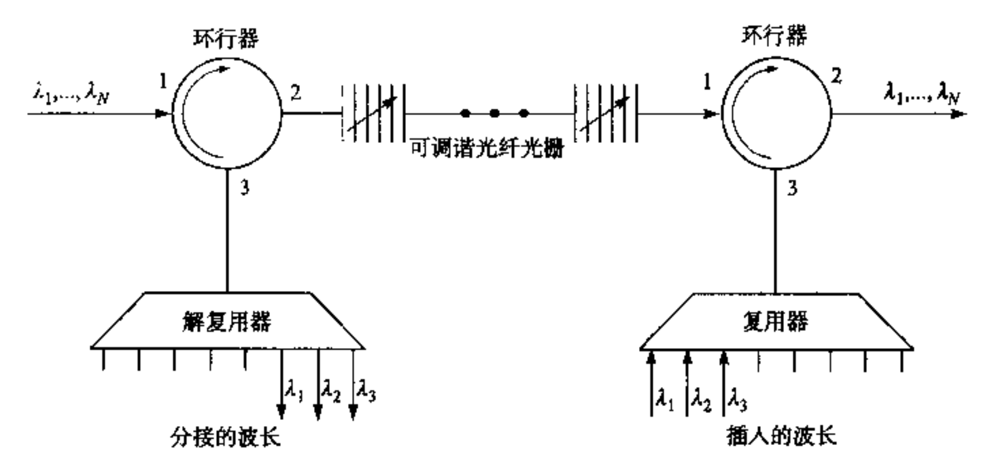


图 10.27　多个可调光纤光栅同两个光环行器结合，用以对 N 个不同波长进行自由分接和插入

- **声光可调谐滤波器**（AOTF）的工作是利用光子和声波在铌酸锂一类固体中的相互作用。图 10.28 解释了它的基本工作原理[77-80]。在这里，声波换能器受到常规的 175 MHz 射频（RF）信号调制，并在 $LiNbO_3$ 晶体中产生表面声波，这个波在固体中建立了一个人工光栅，光栅周期由射频驱动信号决定。还可采用多个不同的驱动频率来同时产生多个光栅。将满足光栅布喇格条件的波长耦合到 AOTF 的第二个分支，而其他的波长则沿第一个分支传输。类似于多级光栅滤波器，常规的 AOTF 可以分布在大于 500 GHz 间隔的一个或多个频率上，也就是它可以滤出一个或多个 4 nm 的频带，切换速度为 10 μs 量级、调谐范围通常为 145 nm。一种新型的采用三级加载的薄膜波导的可调谐 AOTF 结构已由实验所验证，其 3 dB 光工作带宽达 0.37 nm。因此将 AOTF 应用于 ITU-T 建议的 0.8 nm 间隔的系统中是有可能的[79]。

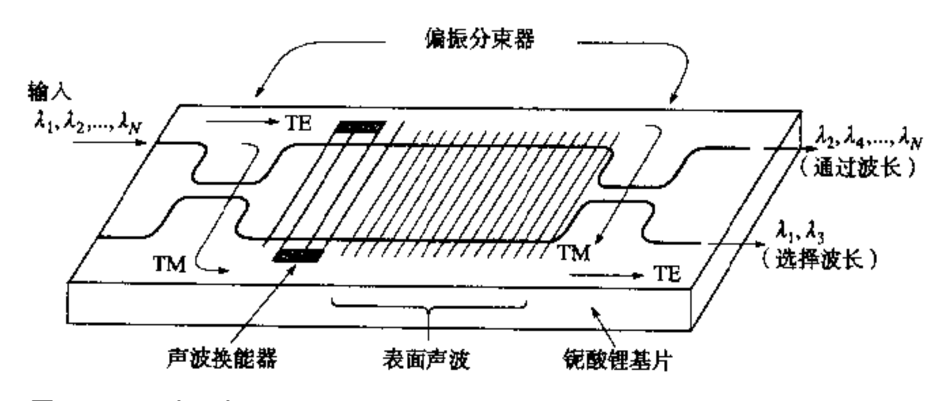


图 10.28　一个声光可调谐滤波器的基本结构和工作原理，这里 λ_1 和 λ_3 在该节点分接，而让其他波长通过（经允许复制于 Smith et al.[77]© 1990，IEEE）

习题

10.1　一个光传输系统的信道间隔限制在 500 GHz，在 1536 到 1556 nm 频带内可用波长信道

数为多少？

10.2 一个 2×2 单模双锥抽头耦合器的产品手册给出其性能指标：分光比为 40/60，60% 的信道插入损耗为 2.7 dB，而 40% 的信道插入损耗为 4.7 dB。

(a) 若输入光功率 P_0=200 μW，求输出功率 P_1 和 P_2；

(b) 求耦合器的额外损耗；

(c) 由算得的 P_1 和 P_2 值，证明分光比为 40/60。

10.3 考虑如图 P10.3 中所示的聚焦双锥抽头耦合器中，耦合比为拉伸长度的函数。工作于 1310 nm 和 1540 nm 时的性能已给出，如果拉伸长度分别在以下位置：A、B、C、D、E 和 F，试讨论各个波长耦合器的特性。

10.4 考虑如图 10.6 所示的 2×2 耦合器，其中 **A** 和 **B** 是分别表示输入和输出波场强的矩阵。对给定输入 a_1，假定第二个输入端口没有入射功率，即 a_2=0。试求用散射矩阵 **S**（参见（10.8）式）中元素 s_{ij} 表示的传输率 T 和反射率 R 的表达式。

10.5 一个 2×2 波导耦合器，其 κ=0.4 mm^{-1}，α=0.06 mm^{-1}，$\Delta\beta$=0。做成一个 3 dB 功率分路器需要多长的波导？若长度加倍，从第二个信道出射的功率占入射功率的比例为多少？

10.6 假定有两个 2×2 波导耦合器（耦合器 A 和 B），它们具有相同的信道几何尺寸和间隔，并使用同样材料的基片制成。若耦合器 A 的折射率大于 B 的，请问哪一个器件的耦合系数 κ 较大？使用它们来构造 3 dB 耦合器时，所需的长度有什么不同？

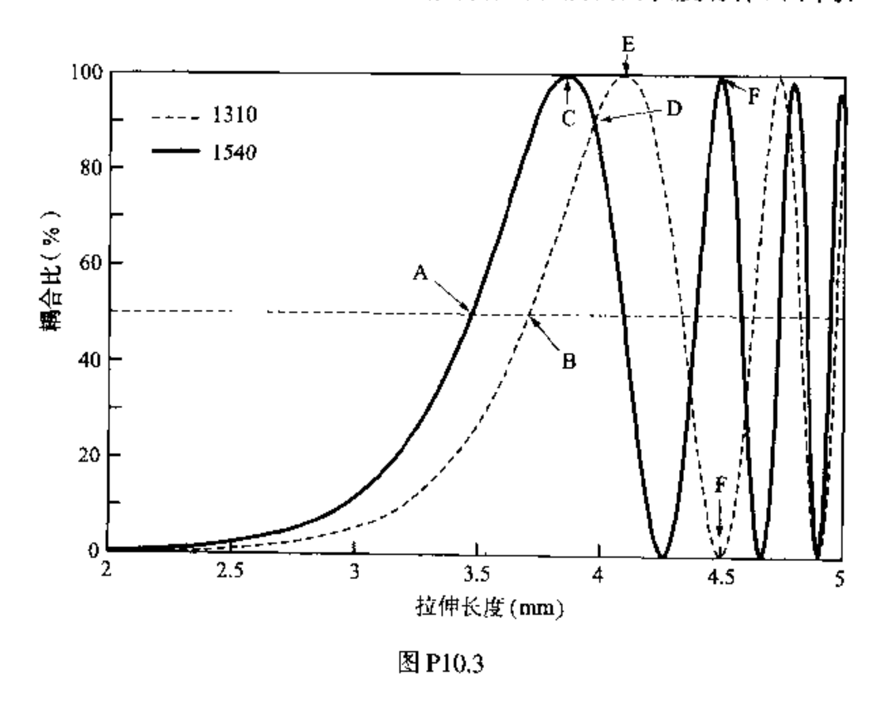


图 P10.3

10.7 测得一个 7×7 星形耦合器产生的从输入端口 1 到各个输出端口的插入损耗如表 P10.7 所示，求输入到端口 1 的信号通过耦合器的总的附加损耗。

表 P10.7

输出端口序号	1	2	3	4	5	6	7
插入损耗（dB）	9.33	7.93	7.53	9.03	9.63	8.64	9.04

10.8 假设有 7 根光纤进行如下安排，6 根光纤围绕中间一根光纤形成一个圆型光纤束，其端

面与一根作为合路元件的玻璃棒的端面对接，构成一个具有7个输入端口和7个输出端口的光纤星形耦合器。

(a) 若光纤的纤芯直径为50 μm、包层直径为125 μm，光纤纤芯间泄漏光所引起的耦合损耗是多少？令玻璃棒直径为300 μm，假设未除掉光纤包层。

(b) 若光纤的各个端面排列成一排与50 μm × 800 μm的玻璃平面对接，那么耦合损耗是多大？

10.9　与习题10.8相同，当7根光纤的纤芯直径为200 μm、包层为直径400 μm时，重做习题10.8。此时玻璃棒和玻璃平面的尺寸应当为多大？

10.10　采用n个3 dB的2 × 2耦合器构成$N \times N$耦合器，每个耦合器的附加损耗是0.1 dB。若星形耦合器的功率预算为30 dB，求n的最大值及N的最大值。

10.11　使用（10.29）式作为2 × 2耦合器的传输矩阵，推导（10.35）式中M_{11}、M_{12}、M_{21}和M_{22}的表达式。再由此式求（10.38）式和（10.39）式给出的输出功率的更一般表达式。

10.12　考虑如图10.14所示的4 × 4复用器：

(a) 若λ_1=1548 nm、$\Delta\nu$=125 GHz，四个输出波长是多少？

(b) 若n_{eff}=1.5，ΔL_1和ΔL_3的值是多少？

10.13　沿用例10.6中的分析路线，采用2 × 2马赫－曾德尔干涉仪设计一个8到1的复用器，可处理的信道间隔为25 GHz。令最短的波长为1550 nm，请给出各级2 × 2马赫－曾德尔干涉仪中ΔL的值。

10.14　一个平面反射光栅用于波分复用器中，如图P10.14所示。光栅的角度特性由光栅公式给出：

$$\sin\phi - \sin\theta = \frac{k\lambda}{n\Lambda}$$

其中Λ为光栅周期，k是干涉级数，n是透镜和光栅之间介质的折射率，ϕ和θ是入射光和反射光相对于光栅法线的角度。

(a) 利用光栅方程，可以得出角度色散为：

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{k}{n\Lambda\cos\theta} = \frac{2\tan\theta}{\lambda}$$

(b) 若光束扩散S为：

$$S = 2(1+m)\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\tan^2\theta$$

其中m是波长信道的数目，试求波束扩散不超过1%时θ的上限是多少？这里令$\Delta\lambda$=26 nm，λ=1350 nm，m=3。

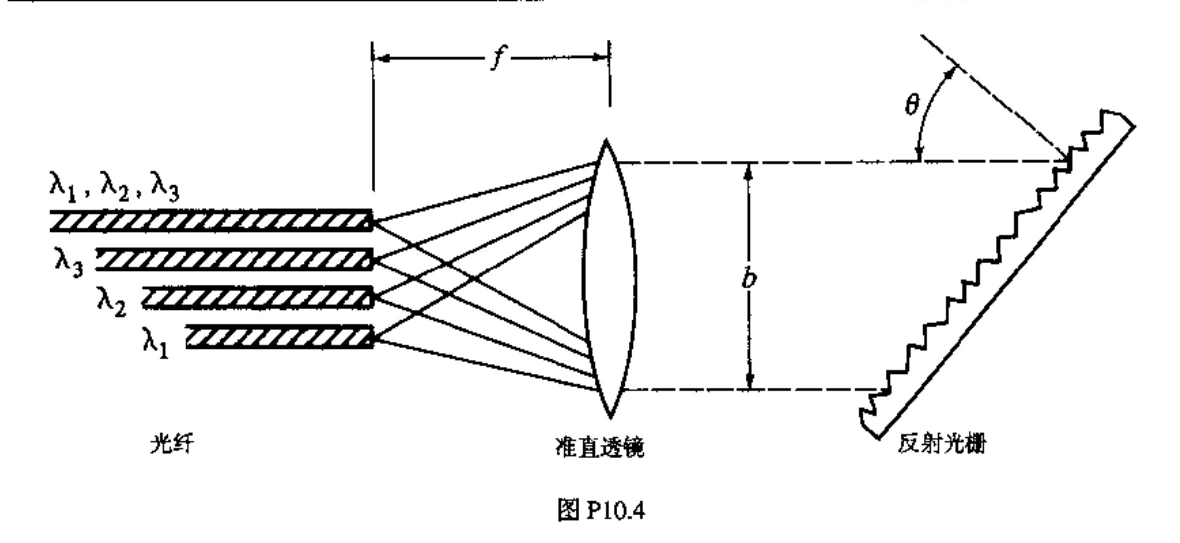


图 P10.4

10.15 在同一个图中，画出（10.48）式所给出的反射率 R_{max} 和光纤布喇格光栅中传输率 $T=1-R_{max}$ 随 κL 变化的曲线，令 $0 \le \kappa L \le 4$。若 $\kappa=0.75\ \text{mm}^{-1}$，光栅为多长时才能获得93%的反射率？

10.16 （本题最好在计算机上使用数值法求解）基于耦合模理论，光纤光栅的反射率为[40]：

$$R=\frac{(\kappa L)^2\sinh^2(SL)}{(\delta\beta L)^2\sinh^2(SL)+(SL)^2\cosh(SL)} \qquad ,(\kappa L)^2>(\delta\beta L)^2$$

和

$$R=\frac{(\kappa L)^2\sin^2(QL)}{(\delta\beta L)^2-(\kappa L)^2\cos^2(QL)} \qquad ,(\kappa L)^2<(\delta\beta L)^2$$

其中

$$SL=(\delta\beta L)\left[\left(\frac{\kappa L}{\delta\beta L}\right)^2-1\right]^{1/2} \qquad , \qquad QL=(\delta\beta L)\left[1-\left(\frac{\kappa L}{\delta\beta L}\right)^2\right]^{1/2}$$

其中，$\Delta\beta=\beta-p\pi/\Lambda=2\pi n_{eff}/\lambda-p\pi/\Lambda$，$\Lambda$ 为光栅周期、而 π 则是一个整数。对于 $\kappa L=1$、2、3 和 4，画出 $R(\kappa L)$ 随 $\Delta\beta L$ 在 $-10 \le \Delta\beta L \le 10$ 范围内变化的曲线。注意，通过使 $\Delta\beta=0$ 得到 R_{max}。

10.17 利用习题10.16中得出的 $R(\kappa L)$ 表达式，推导（10.49）式，它给出了 R_{max} 两边零点之间的全带宽 $\Delta\lambda$。

10.18 通过采用两束244 nm紫外线辐射单模光纤，得到一个0.5 cm长的光纤布喇格光栅。光纤参数为 $V=2.405$、$n_{eff}=1.48$。两束光间的半角宽为 $\theta/2=13.5°$。若光导致的折射率变化为 2.5×10^{-4}，求下列各值：

(a) 光栅周期；

(b) 布喇格波长；

(c) 耦合系数；

(d) R_{max} 两边零点之间的全带宽 $\Delta\lambda$;

(f) 最大反射率。

10.19 试证明（10.55）式可由（10.53）式对频率求微分得到。

10.20 考虑一个波导光栅复用器，其工作变量值如表 P10.20 所示。

(a) 求波导长度的差；

(b) 计算信道间隔 $\Delta\nu$ 和相应的可通过波长差 $\Delta\lambda$;

(c) 该器件反对角线方向的端口中自由光谱的范围是多少；

(d) 令 $\theta_i=jx/L_f$ 和 $\theta_o=kx/L_f$，试求 j=2、k=8 时的 FSR。

表 P10.20

符号	参数	值
L_f	焦距	9.38 mm
λ_0	中心波长	1554 nm
n_c	阵列信道折射率	1.451
n_g	n_c 的群折射率	1.475
n_s	平板波导折射率	1.453
x	输入 / 输出波导间隔	25 μm
d	光栅波导间隔	25 μm
m	衍射级数	118

10.21 考虑可调谐 DBR 激光器，工作于 1550 nm，线宽（频率展宽）为 1.25 GHz。若最大折射率变化为0.55%，该激光器可提供多少个波长信道，假设信道间隔是光源谱宽的10倍。

10.22 考虑一个 GaInAsP MQW-DBR 半导体激光器，其等效折射率为 3.2：

(a) 求能保证 1550 nm 输出的光栅周期 Λ；

(b) 若需要 2 nm 的信道间隔，求各信道间 Λ 的增量为多少？

10.23 考虑一个由等效折射率为 1.5 的电光晶体构成的可调谐 2 × 2 MZI：

(a) 若使用 MZI 复合两个间隔为 0.2 nm 的波长信道，且两个信道在 1550 nm 附近，求所需的 ΔL;

(b) 假设采用电调制电光晶体的折射率可以改变 ΔL，如果波导长度为 100 mm，所需的折射率变化为多大？注意，波导中的有效光程 $L_{eff}=n_{eff}L$。

10.24 可调谐光纤法布里－珀罗滤波器的传输光强 I_t 等于：

$$I_t = \frac{I_i}{1+\dfrac{4R\sin^2 kd}{(1-R)^2}}$$

其中 I_i 是入射光强，R 是介质镜面的反射率，k 是光波的传播常数，d 是镜间距离。则 $2kd$ 是光在法布里－珀罗腔中一个来回的相位。画出光强 I_i 随 kd 变化的曲线，其中 R=0.04、0.3 和 0.9，范围是 $0 \leqslant kd \leqslant 2\pi$。

10.25 在 AOTF 中光频 ν_o 和声频 f_a（也就是 RF 驱动频率）之间的关系如下：

$$\nu_o = \frac{c}{\upsilon_a}\left(\frac{1}{\Delta n}\right)f_a$$

其中 v_a 是声音在晶体中的速度，Δn 是晶体的双折射。考虑用 TeO_2 构成的 AOTF，其 v_a=670 m/s，Δn=0.11。

(a) 为了反射下列波长所需的驱动频率为多少：1300 nm，1546 nm，1550 nm，以及1554 nm；

(b) 对应于上述驱动频率，所需的波长调谐灵敏度是多少？单位为 nm/kHz。

参考文献

1. N. K. Cheung, K. Nosu, and G. Winzer (guest eds.), Special Issue on "Dense Wavelength Division Multiplexing," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 8, Aug. 1990.
2. G. E. Keiser, "A review of WDM technology and applications," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 5, pp. 3–39, Jan. 1999.
3. K. Nosu, *Optical FDM Network Technologies*, Artech House, Boston, 1997.
4. J. P. Ryan, "WDM: North American deployment trends," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 36, pp. 40–44, Feb. 1998.
5. E. Lowe, "Current European WDM deployment trends," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 36, pp. 46–50, Feb. 1998.
6. (a) N. Fujiwara, M. S. Goodman, M. J. O'Mahoney, O. K. Tonguz, and A. E. Willner (guest eds.), Special Issue on "Multiwavelength Optical Technology and Networks," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, June 1996.
   (b) H. Yoshimura, K.-I. Sato, and N. Takachio, "Future photonic transport networks based on WDM technologies," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 37, pp. 74–81, Feb. 1999.
   (c) J. M. Senior, M. R. Handley, and M. S. Leeson, "Developments in WDM access networking," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 36, pp. 28–36, Dec. 1998.
7. C. A. Brackett, "Dense wavelength division multiplexing networks: Principles and applications," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 8, pp. 948–964, Aug. 1990.
8. ITU-T Recommendation G.692, *Optical Interfaces for Multichannel Systems with Optical Amplifiers*, Mar. 1997.
9. T. Koch, "Laser sources for amplified and WDM light systems," in I. P. Kaminow and T. L. Koch, eds., *Optical Fiber Telecommunication—III*, vol. B, Academic, New York, 1997, chap. 4, pp. 115–162.
10. E. Iannone, F. Matera, A. Mecozzi, and M. Settembre, *Nonlinear Optical Communication Networks*, Wiley, New York, 1998.
11. N. Shibata, K. Nosu, K. Ieashita, and Y. Azuma, "Transmission limitations due to fiber nonlinearities in optical FDM systems," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 8, pp. 1068–1077, Aug. 1990.
12. A. R. Chraplyvy, "Limitations on lightwave communications imposed by optical-fiber nonlinearities," *J. Lightwave Tech.*, vol. 8, pp. 1548–1567, Oct. 1990.
13. F. Tong, "Multiwavelength receivers for WDM systems," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 36, pp. 42–49, Dec. 1998.
14. E. Pennings, G.-D. Khoe, M. K. Smit, and T. Staring, "Integrated-optic versus micro optic devices for fiber-optic telecommunication systems: A comparison," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 2, pp. 151–164, June 1996.
15. (a) W. J. Tomlinson, "Passive and low-speed active optical components for fiber systems," in S. E. Miller and I. P. Kaminow, eds., *Optical Fiber Telecommunications—II*, Academic, New York, 1988, chap. 10.
    (b) J. Senior and S. D. Cusworth, "Devices for wavelength multiplexing and demultiplexing," *IEE Proc.*, vol. 136, pt. J, pp. 193–202, June 1989.
16. A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Wavelength Theory*, Chapman & Hall, New York, 1983.
17. A. Ankiewicz, A. W. Snyder, and X.-H. Zheng, "Coupling between parallel optical fiber cores—Critical examination," *J. Lightwave Tech.*, vol. 4, pp. 1317–1323, Sept. 1986.

18. V. J. Tekippe, "Passive fiber optic components made by the fused biconical taper process," *Fiber & Integrated Optics*, vol. 9, no. 2, pp. 97–123, 1990.
19. M. Eisenmann and E. Weidel, "Single-mode fused biconical couplers for WDM with channel spacing between 100 and 300 nm," *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, pp. 113–119, Jan. 1988.
20. R. W. C. Vance and J. D. Love, "Back reflection from fused biconic couplers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 13, pp. 2282–2289, Nov. 1995.
21. G. L. Abbas, V. W. S. Chan, and T. K. Yee, "A dual detector optical heterodyne receiver for local oscillator noise suppression," *J. Lightwave Tech.*, vol. 3, pp. 1110–1122, Oct. 1985.
22. H. A. Haus, *Waves and Fields in Optoelectronics*, Prentice Hall, New York, 1984.
23. J. Pietzsch, "Scattering matrix analysis of 3 × 3 fiber couplers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 7, pp. 303–307, Feb. 1989.
24. P. E. Green, Jr., *Fiber Optic Networks*, Prentice-Hall, New York, 1993.
25. A. Takagi, K. Jinguji, and M. Kawachi, "Wavelength characteristics of 2 × 2 optical channel-type directional couplers with symmetric or nonsymmetric coupling structures," *J. Lightwave Tech.*, vol. 10, pp. 735–746, June 1992.
26. R. G. Hunsperger, *Integrated Optics: Theory and Technology*, Springer Verlag, Heidelberg, 4th ed., 1995.
27. A. Yariv, *Optical Electronics*, Saunders College Publ., Orlando, FL, 4th ed., 1991.
28. S. Srivastava, N. Gupta, M. Saini, and E. K. Sharma, "Power exchange in coupled optical waveguides," *J. Opt. Commun.*, vol. 18, no. 1, pp. 5–9, 1997.
29. J. W. Arkwright and D. B. Mortimore, "7 × 7 monolithic single-mode star coupler," *Electron. Lett.*, vol. 26, pp. 1534–1535, Aug. 30, 1990.
30. J. W. Arkwright, D. B. Mortimore, and R. M. Adams, "Monolithic 1 × 19 single-mode fused fiber couplers," *Electron. Lett.*, vol. 27, pp. 737–738, Apr. 1991.
31. M. E. Marhic, "Hierarchic and combinatorial star couplers," *Opt. Lett.*, vol. 9, pp. 368–370, Aug. 1984.
32. D. B. Mortimore, "Wavelength-flattened 8 × 8 single-mode star coupler," *Electron. Lett.*, vol. 22, pp. 1205–1206, Oct. 1986.
33. K. W. Fussgaenger and R. H. Rossberg, "Uni- and bidirectional 4λ × 560 Mb/s transmission systems using WDM devices based on wavelength-selective fused single-mode fiber couplers," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 8, pp. 1032–1042, Aug. 1990.
34. B. H. Verbeek, C. H. Henry, N. A. Olsson, K. J. Orlowsky, R. F. Kazarinov, and B. H. Johnson, "Integrated four-channel Mach-Zehnder multi/demultiplexer fabricated with phosphorous doped SiO_2 waveguides on Si," *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, pp. 1011–1015, June 1988.
35. N. Takato et al., "Silica-based integrated optic Mach-Zehnder multi/demultiplexer family with channel spacing of 0.01–250 nm," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 8, pp. 1120–1127, Aug. 1990.
36. M. M.-K. Liu, *Principles and Applications of Optical Communications*, Irwin, Chicago, 1996.
37. R. Syms and J. Cozens, *Optical Guided Waves and Devices*, McGraw-Hill, New York, 1992.
38. K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 32, pp. 647–649, 1978.
39. K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, and D. C. Johnson, "Photosensitivity in optical fibers," *Annu. Rev. Mater. Sci.*, vol. 23, pp. 125–157, 1993.
40. C. R. Giles, "Lightwave applications of fiber Bragg gratings," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 1391–1404, Aug. 1997.
41. (*a*) R. Kashyap, "Photosensitive optical fibers: Devices and applications," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 1, pp. 17–34, Oct. 1994.
    (*b*) R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Academic, New York, 1999.
42. I. Bennion, J. A. R. Williams, L. Zhang, K. Sugden, and N. J. Doran, "UV-written in-fibre Bragg gratings: A tutorial review." *Opt. Quantum Electron.*, vol. 28, pp. 93–135, Feb. 1996.
43. P.-Y. Fonjallaz, H. G. Limberger, and R. P. Salathé, "Bragg gratings with efficient and wavelength-selective fiber out-coupling," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 371–376, Feb. 1997.

44. T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 1277–1294, Aug. 1997.
45. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic, New York, 2nd ed., 1995.
46. R. Ramaswami and K. N. Sivarajan, *Optical Networks*, Morgan Kaufmann, San Francisco, 1998.
47. Y. Fujii, "High-isolation polarization-independent optical circulator coupled with single-mode fibers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 9, pp. 456–460, Apr. 1991.
48. M. K. Smit, "New focusing and dispersive planar components based on an optical phased array," *Electron. Lett.*, vol. 24, pp. 385–386, 1988.
49. M. K. Smit and C. van Dam, "PHASAR-based WDM devices: Principles, design and applications," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 2, pp. 236–250, June 1996.
50. C. Dragone, "An $N \times N$ star optical multiplexer using a planar arrangement of two star couplers," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 3, pp. 812–815, Sept. 1991.
51. H. Takahashi, K. Oda, H. Toba, and Y. Inoue, "Transmission characteristics of arrayed waveguide $N \times N$ wavelength multiplexers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 13, pp. 447–455, Mar. 1995.
52. L. H. Spiekman, M. R. Amersfoort, A. H. de Vreede, F. P. G. M. van Ham, A. Kuntze, J. W. Pedersen, P. Demeester, and M. K. Smit, "Design and realization of polarization independent phased array wavelength demultiplexers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 991–995, June 1996.
53. W. Lin, H. Li, Y. J. Chen, M. Dagenais, and D. Stone, "Dual-channel-spacing phased-array waveguide grating multi/demultiplexers," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 8, pp. 1501–1503, Nov. 1996.
54. M. Zirngibl, "Multifrequency lasers and applications in WDM networks," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 36, pp. 39–41, Dec. 1998.
55. S. Murata and I. Mito, "Tutorial Review: Frequency-tunable semiconductor lasers," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 22, pp. 1–15, Jan. 1990.
56. M.-C. Amann and W. Thulke, "Continuously tunable laser diodes: Longitudinal versus transverse tuning scheme," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 8, pp. 1169–1177, Aug. 1990.
57. T.-P. Lee, "Recent advances in long-wavelength semiconductor lasers for optical communications," *Proc. IEEE*, vol. 79, pp. 253–276, Mar. 1991.
58. B. Mason, S. L. Lee, M. E. Heimbuch, and L. A. Coldren, "Directly modulated sampled grating DBR lasers for long-haul WDM communication systems," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 9, pp. 377–379, Mar. 1997.
59. A. A. M. Staring, J. J. M. Binsma, P. I. Kuindersma, E. J. Jansen, P. J. A. Thijs, T. van Dongen, and G. F. G. Depovere, "Wavelength-independent output power from an injection-tunable DBR laser," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 6, pp. 147–149, Feb. 1994.
60. T.-P. Lee, C.-E. Zah, R. Bhat, W. C. Young, B. Pathak, F. Favire, P. Lin, N. C. Andreadakis, C. Caneau, A. W. Rahjel, M. Koza, J. K. Gamelin, L. Curtis, D. D. Mahoney, and A. Lepore, "Multiwavelength DFB laser array transmitters for ONTC reconfigurable optical network testbed," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 967–976, June 1996.
61. Y. Tachikawa and K. Okamoto, "Arrayed waveguide grating lasers and their applications to tuning-free wavelength routing," *IEE Proc.—Optoelectron.*, vol. 143, pp. 322–328, Oct. 1996.
62. D. K. Jung, S. K. Shin, C.-H. Lee, and Y. C. Chung, "Wavelength-division-multiplexed passive optical network based on spectrum-slicing techniques," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 10, pp. 1334–1336, Sept. 1998.
63. V. Arya and I. Jacobs, "Optical preamplifier receiver for spectrum-sliced WDM," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 576–583 Apr. 1997.
64. H. Kobrinski and K.-W. Cheung, "Wavelength-tunable optical filters: Applications and technology," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 27, pp. 53–63, Oct. 1989.
65. E. L. Wooten, R. L. Stone, E. W. Miles, and E. M. Bradley, "Rapidly tunable narrowband wavelength filter using $LiNbO_3$ unbalanced Mach-Zehnder interferometers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 2530–2536, Nov. 1996.
66. P. A. Humblet and W. M. Hamdy, "Crosstalk analysis and filter optimization of single- and double-cavity Fabry-Perot filters," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 8, pp. 1095–1107, Aug. 1990.

67. K.-P. Ho and J. M. Kahn, "Methods for crosstalk measurement and reduction in dense WDM systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 1127–1135, June 1996.
68. D. Brooks and S. Ruschin, "Integrated electro-optic multielectrode tunable filter," *J. Lightwave Tech.*, vol. 13, pp. 1508–1513, July 1995.
69. K. Oda, N. Yakato, T. Kominato, and H. Toba, "A 16-channel frequency selection switch for optical FDM distribution systems," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 8, pp. 1132–1140, Aug. 1990.
70. J. Stone and L. W. Stulz, "High-performance fiber Fabry-Perot filters," *Electron. Lett.*, vol. 27, pp. 2239–2240, Nov. 1991.
71. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon, New York, 6th ed., 1980.
72. M. Zirngibl, C. H. Joyner, and B. Glance, "Digitally tunable channel-dropping filter/equalizer based on waveguide grating router and optical amplifier integration," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 6, pp. 513–515, Apr. 1994.
73. O. Ishida, H. Takahashi, and Y. Inoue, "Digitally tunable optical filters using AWG multiplexers and optical switches," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 321–327, Feb. 1997.
74. A. Sneh and K. M. Johnson, "High-speed tunable liquid crystal filter for WDM networks," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 1067–1080, June 1996.
75. P.-L. Chen, K.-C. Lin, W.-C. Chuang, Y.-C. Tzeng, K.-Y. Lee, and W.-Y. Lee, "Analysis of a liquid crystal Fabry-Perot etalon filter: A novel model," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 9, pp. 467–469, Apr. 1997.
76. S. Akiba and S. Yamamoto, "WDM undersea cable network technology for 100 Gb/s and beyond," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 4, pp. 19–33, Jan. 1998.
77. D. A. Smith, J. E. Baran, J. J. Johnson, and K.-W. Cheung, "Integrated-optic acoustically tunable filters for WDM networks," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 8, pp. 1151–1159, Aug. 1990.
78. D. A. Smith et al., "Evolution of the acousto-optic wavelength routing switch," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 1005–1019, June 1996.
79. T. Nakazawa, M. Doi, S. Taniguchi, Y. Takasu, and M. Seino, "TiLi:NbO_3 AOTF for 0.8 nm channel-spaced WDM systems,"*OFC '98 Postdeadline Paper Proc.*, paper PD1, Feb. 1998.
80. K. Saitoh, M. Koshiba, and Y. Tsuji, "Numerical analysis of integrated acoustooptic tunable filters with weighted coupling," *J. Lightwave Tech.*, vol. 17, pp. 249–254, Feb. 1999.

第11章　光放大器

一般建立光纤链路时要进行功率预算，在路径损耗超过可用的功率极限时要增加中继器。使用常规的中继器放大光信号时，需要进行光电转换、电放大、再定时、脉冲整形以及电光转换，尽管这个过程对于中等速率的单波长操作很适用，但对于高速多波长系统却相当复杂，并且价格昂贵。因此，人们经过很大的努力研制了全光放大器，可以完全在光域对光纤两个长波长传输窗口的光波信号功率进行放大[1-4]。

这一章首先介绍光放大器的基本用途，并将放大器分成两种基本的类型：半导体光放大器（SOA）和掺杂光纤放大器（DFA）。11.2节讨论了与半导体激光器具有相同工作原理的SOA，包括外部泵浦原理和增益机制。11.3节详细介绍了掺铒光纤放大器（EDFA），EDFA在光纤通信网络的1550 nm窗口已得到广泛应用。11.4节讨论了噪声的影响，11.5节主要介绍EDFA在三种基本结构中的应用，最后，11.6节简述了SOA是怎样在光网络中用做波长变换器件的。

11.1　光放大器的基本应用和类型

光放大器不仅在长距离点对点光纤链路上具有广泛的应用，而且在多址接入网络中补偿信号分路损耗时也具有广泛的应用。光放大器的特性使其具有许多不同的应用，每种应用都有不同的设计要求。这一节介绍了光放大器的基本类型及其应用。

11.1.1　一般应用

图11.1给出了三种类型光放大器的一般应用。

1. **在线光放大器**。在单模链路中，光纤色散的影响较小，限制中继距离的主要因素是光纤衰减，这种链路不一定需要信号的完全再生，简单的光信号放大就足够了。因此，光放大器可以用来补偿传输损耗并且增加再生中继器间的距离，如图11.1(a)所示。
2. **前置放大器**。图11.1(b)中的光放大器作为光接收机的前端放大器。在光电检测之前将弱信号放大，可以抑制在接收机中由于热噪声引起的信噪比下降。与其他的前端设备（雪崩光电二极管或光外差检测器）相比较，光前置放大器提供了较大的增益系数和较宽的带宽。
3. **功率放大器**。功率放大器应用是指在光发送机之后安装一个放大器，以提高发送功率，如图11.1(c)所示。根据放大器增益和光纤损耗，传输距离可以增加10～100 km，如果在接收端同时使用放大技术与光前置放大器，可以达到200～250 km的无中继海底传输。也可以在局域网中将光放大器用做附加的放大器，来补偿耦合插入损耗和功率分配损耗。图11.1(d)给出了一个在星形耦合器前放大光信号的例子。

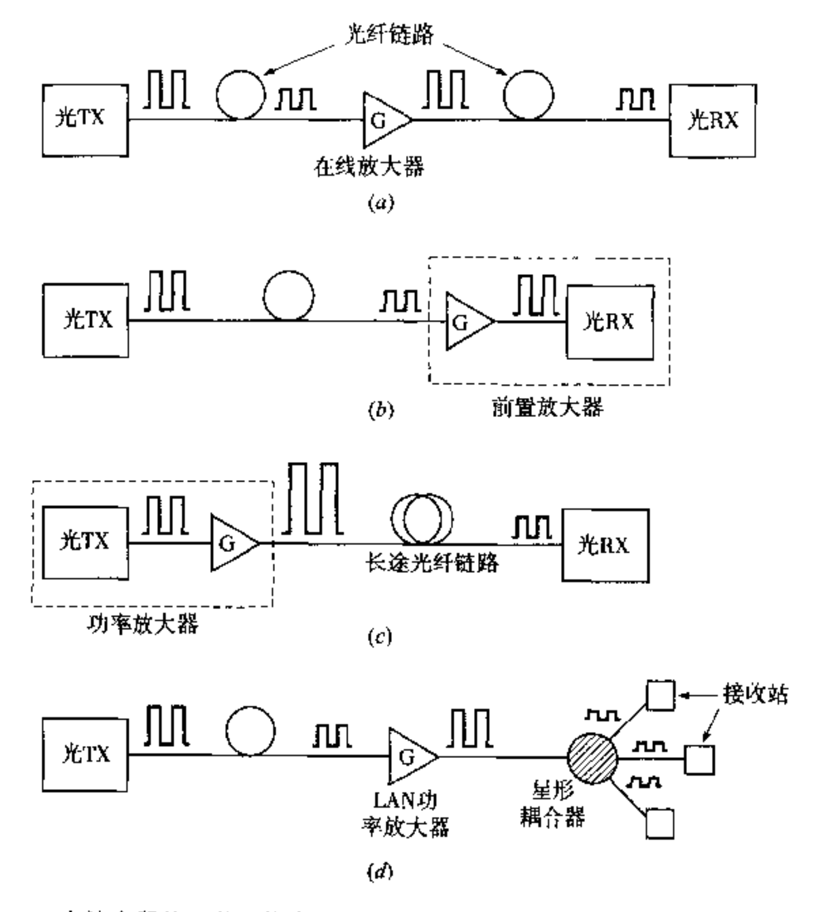


图11.1　光放大器的四种可能应用: (a) 增加传输距离的在线放大器; (b) 改善接收机灵敏度的前置放大器; (c) 发送功率放大器; (d)局域网中的信号功率放大器

11.1.2　放大器的类型

光放大器的两种主要类型是半导体光放大器（SOA）和有源光纤或掺杂光纤放大器（DFA）。所有的放大器都是通过受激辐射过程来实现入射光功率放大的,产生受激辐射所需的粒子数反转机制与半导体激光器中使用的完全相同。尽管光放大器在结构上与激光器很相似,但它没有反馈机制,而反馈机制对于发射激光是很有必要的。因此，光放大器可以放大输入信号，但不能产生相干的光输出，其基本工作原理如图11.2所示。其中，设备吸收了外部泵浦光源提供的能量，在激活介质中泵浦为电子提供能量，使其达到较高的能级，产生粒子数反转。输入信号光子会通过受激辐射过程触发这些已经激活的电子，使其跃迁到较低的能级，从而产生一个放大的信号。

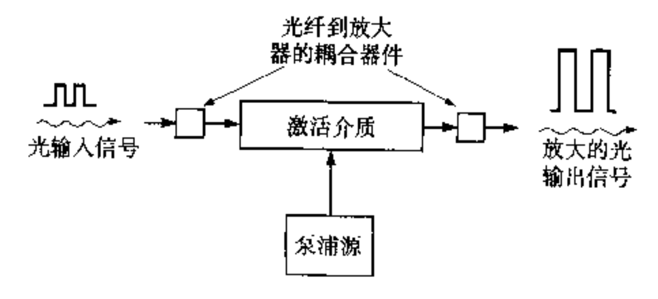


图11.2　普通光放大器的基本工作原理

由III族和V族元素（如磷、镓、铟、砷）构成的半导体合金组成了SOA中的激活介质。SOA有很多吸引人的地方，因为它们工作在1300 nm和1550 nm的低损耗窗口，能够很容易地与其他光设备和电路（如耦合器、光隔离器及接收电路）集成在同一基片上；并且与DFA相比，SOA功耗低，组成器件少，结构紧凑。SOA具有1 ps到0.1 ns量级的快速增益响应，这种特性既有优点又有缺点。优点是，当光网络同时要求交换和信号处理时，SOA能够完成这样的任务；缺点是在比特速率增加到几个Gb/s时，快速载波响应会导致特定波长上的增益随着信号速率起伏。又因为这种起伏会影响到整个增益，其他波长上的信号增益也会产生起伏，从而在必须放大波长宽谱时引起串扰。

在DFA中，用来在1550 nm窗口工作的激活介质是通过在石英光纤纤芯中掺少量稀土元素（如铒（Er）或镱（Yb））而产生的，工作在1300 nm窗口的激活介质是由在氟化物光纤（有些性能优于石英光纤）中掺钕（Nd）和镨（Pr）元素得到的。DFA的重要特性包括：在不同的波长上对器件进行泵浦的能力、与之相容的光纤传输介质间的耦合损耗低、增益对光偏振状态依存性小等。另外，由于其载流子寿命在0.1～10 ms量级，DFA表现为慢增益动态特性，因而对信号格式和比特速率具有很高的透明度。与SOA相比较，当信号调制超过几个千赫兹时，DFA的增益响应基本是不变的。通常，DFA是不受同时注入放大器的波长宽谱（从1530 nm到1560 nm的30 nm谱带范围）内不同光信道间的干扰（串扰和互调制失真）影响的。

11.2 半导体光放大器

SOA的两种主要类型是谐振式的法布里－珀罗放大器（FPA）和非谐振的行波放大器（TWA）[5-8]。在FPA中，半导体晶体的两个解理面作为形成法布里－珀罗腔的部分反射端面镜[9,10]，其自然反射率接近于32%，有时会通过在端面上形成的反射电介质薄层而提高反射率。当光信号进入FPA时，在两个镜面间来回反射并得到放大，直到以较高的强度发射出去。尽管FPA很容易制作，但光信号增益对放大器温度及入射光频率变化都很敏感，因此FPA要求温度和注入电流有较强的稳定性。

行波放大器在结构上与FPA相同，但其端面上或者有增透膜或者有切面角度，因此不会发生内反射，入射光信号只要通过一次TWA就会得到放大。因为TWA的光带宽较宽、饱和功率高以及偏振灵敏度低，所以TWA比FPA使用得更为广泛。又因为TWA的3 dB带宽比FPA大三个数量级，所以在网络应用中选择TWA作为SOA。要特别注意的是，TWA在1300 mn窗口用做放大器，在1550 nm窗口则用做波长变换器。对于大多数情况，在有关光纤系统的近期著作中都不加限定地用“SOA”表示行波半导体光放大器。在这一节中，我们仅集中讨论TWA。

11.2.1 外泵浦

与半导体激光器的机制类似，外部电流注入是用来产生SOA增益机制所需的粒子数反转的泵浦方法。因此，（4.31）式中注入速率、受激辐射速率及自发复合速率之和给出了控制激发态的载流子浓度$n(t)$的速率方程[5]，即：

$$\frac{\partial n(t)}{\partial t}=R_p(t)-R_{st}(t)-\frac{n(t)}{\tau_r} \tag{11.1}$$

等式中：

$$R_p(t) = \frac{J(t)}{qd} \tag{11.2}$$

是从注入到厚度为d的有源层的电流密度$J(t)$得到的外泵浦速率，τ_r是来自自发辐射及载流子复合机制的复合时间常数。以及：

$$R_{st}(t) = \Gamma a \upsilon_g (n - n_{th}) N_{ph} \equiv g \upsilon_g N_{ph} \tag{11.3}$$

是净受激辐射速率。等式中，υ_g是入射光的群速度，Γ是光限制因子，α是与光频ν有关的增益常数，n_{th}是阈值载流子浓度，N_{ph}是光子浓度，g是单位长度上的总增益。假设光放大器有源层宽度为w，厚度为d，对具有光子能量为$h\nu$、群速度为υ_g、功率为P_s的光信号，光子浓度为：

$$N_{ph} = \frac{P_s}{\upsilon_g (h\nu)(wd)} \tag{11.4}$$

例11.1 考虑一个w=5 μm，d=0.5 μm的InGaAsP SOA，给定υ_g=2 × 10^8 m/s，如果一个功率为1.0 μW的光信号在1550 nm窗口入射进SOA，通过（11.4）式可得光子浓度是：

$$N_{ph} = \frac{1\times10^{-6}\,\text{W}}{(2\times10^8\,\text{m/s})\dfrac{(6.626\times10^{-34}\,\text{J}\cdot\text{s})(3\times10^8\,\text{m/s})}{1.55\times10^{-6}\,\text{m}}(5\,\mu\text{m})(0.5\,\mu\text{m})}$$
$$= 1.56\times10^{16}\text{光子}/\text{m}^3$$

在稳定状态，$\partial n(t)/\partial t = 0$，方程（11.1）成为：

$$R_p = R_{st} + \frac{n}{\tau_r} \tag{11.5}$$

现在用（11.2）式代替（11.5）式中的R_p，用（11.3）式中的第二个等式代替（11.5）式中的R_{st}，并且解（11.3）式中的第一个等式求得n，将其代入（11.5）式，求解g，即可得到单位长度上的稳态增益，即：

$$g = \frac{\dfrac{J}{qd} - \dfrac{n_{th}}{\tau_r}}{\upsilon_g N_{ph} + 1/(\Gamma a \tau_r)} = \frac{g_0}{1 + N_{ph}/N_{ph;sat}} \tag{11.6}$$

其中：

$$N_{ph;sat} = \frac{1}{\Gamma a \upsilon_g \tau_r} \tag{11.7}$$

定义为饱和光子浓度，并且：

$$g_0 = \Gamma a \tau_r \left(\frac{J}{qd} - \frac{n_{th}}{\tau_r} \right) \tag{11.8}$$

是在没有光信号输入（光子浓度为零）时单位长度上的介质增益，称为单位长度上的零信号或小信号增益。

例 11.2 对 1300 nm InGaAsP SOA 考虑下面的参数：

符号	参数	值
w	有源层宽度	3 μm
d	有源层厚度	0.3 μm
L	放大器长度	500 μm
Γ	限制因子	0.3
τ_r	时间常数	1 ns
α	增益系数	2×10^{-20} m^2
n_{th}	阈值密度	1.0×10^{24} m^{-3}

(a) 如果采用 100 mA 的偏置电流，由（11.2）式可得泵浦速率为：

$$R_p=\frac{J}{qd}=\frac{I}{qdwL}=\frac{0.1\ \text{A}}{(1.6\times10^{-19}\text{C})(0.3\ \mu\text{m})(3\ \mu\text{m})(500\ \mu\text{m})}$$
$$=1.39\times10^{33}\ (\text{电子}/\text{m}^3)/\text{s}$$

(b) 利用（11.8）式，得到零信号增益为：

$$g_0=0.3(2.0\times10^{-20}\,\text{m}^2)(1\text{ns})\left(1.39\times10^{33}\,\text{m}^{-3}s^{-1}-\frac{1.0\times10^{24}\,\text{m}^{-3}}{1.0\,\text{ns}}\right)$$
$$=2340\,\text{m}^{-1}=23.4\,\text{cm}^{-1}$$

11.2.2 放大器增益

放大器的最重要参数之一是信号增益或放大器增益 G，其定义为：

$$G=\frac{P_{s,\text{out}}}{P_{s,\text{in}}}\tag{11.9}$$

等式中 $P_{s,\text{in}}$ 和 $P_{s,\text{out}}$ 分别是放大的光信号的输入功率和输出功率。如在第4章所提到的，在光子能量为 $h\nu$ 时，辐射强度与穿过发射激光腔的距离呈指数规律变化。因此，利用（4.23）式，可以得到 SOA 激活介质中的单程增益为：

$$G=\exp[\Gamma(g_m-\alpha)L]\equiv\exp[g(z)L]\tag{11.10}$$

等式中，Γ 是激光腔中光限制因子，g_m 是材料增益系数，$\bar{\alpha}$ 是光路中材料的有效吸收系数，L 是放大器长度，$g(z)$ 是单位长度上的总增益。

由（11.10）式可以看出，放大器的增益随着其长度的增加而增加。然而，放大器的内部增益会受到增益饱和的限制[1]，这是因为放大器增益区中的载流子浓度与输入光的强度有关。当输入信号增强时，有源区中激活的载流子（电子－空穴对）逐渐减少。由于没有足够的激活载流子来产生受激辐射，因此在输入信号功率足够大时，再增加输入信号，输出信号就不会再发生明显的变化。注意，放大腔内 z 点的载流子浓度与该点的信号功率 $P_s(z)$ 有关，特别是当靠近输入点时 z 值很小，放大器在这一端的增长可能不会与器件后面一部分的增长同时达到饱和，这是因为后面一部分可能

由于较高的 $P_s(z)$ 值而先达到饱和。

增益 G 是输入信号功率的函数，它的表达式可以通过考查（11.10）式中的增益参数 $g(z)$ 得到，$g(z)$ 与载流子浓度和信号波长有关。利用（11.4）式和（11.6）式，可以得到距输入端距离为 z 时，$g(z)$ 的表达式，即：

$$g(z)=\frac{g_0}{1+\dfrac{P_s(z)}{P_{\text{amp,sat}}}} \tag{11.11}$$

等式中，g_0 是没有输入信号时单位长度上的非饱和介质增益，$P_s(z)$ 是 z 点的内部信号功率，$P_{\text{amp,sat}}$ 是放大器的饱和功率，其定义为单位长度增益降至一半时的内部功率。因此，由（11.10）式给出的增益随着信号功率的增加而减小，特别是当内部信号功率等于放大器饱和功率时，（11.11）式中的增益系数就会减小一半。

假设 $g(z)$ 是单位长度增益，当长度增加 dz 时，光功率增加：

$$dP=g(z)P_s(z)dz \tag{11.12}$$

将（11.11）式代入（11.12）式并整理得到：

$$g_0(z)dz=\left(\frac{1}{P_s(z)}+\frac{1}{P_{\text{amp,sat}}}\right)dP \tag{11.13}$$

对上式从 z=0 到 z=L 积分得到：

$$\int_0^L g_0\,dz=\int_{P_{s,\text{in}}}^{P_{s,\text{out}}}\left(\frac{1}{P_s(z)}+\frac{1}{P_{\text{amp,sat}}}\right)dP \tag{11.14}$$

定义无光时单程增益为 $G_0=\exp(g_0L)$，利用（11.9）式得到：

$$G=1+\frac{P_{\text{amp,sat}}}{P_{\text{s,in}}}\ln\left(\frac{G_0}{G}\right) \tag{11.15}$$

图 11.3 描述了增益对输入功率的依存关系，图中零信号增益（或小信号增益）为 G_0=30 dB，增益因子为 1000。从曲线中可以看到，当输入信号功率增加时，增益开始保持在小信号增益值附近，后来开始下降。在增益饱和区线性减小后，当输入功率很大时，增益趋于 0 dB（单位增益）。图中还给出了饱和输出功率，它对应着增益值降低 3 dB 的点（见习题 11.4）。

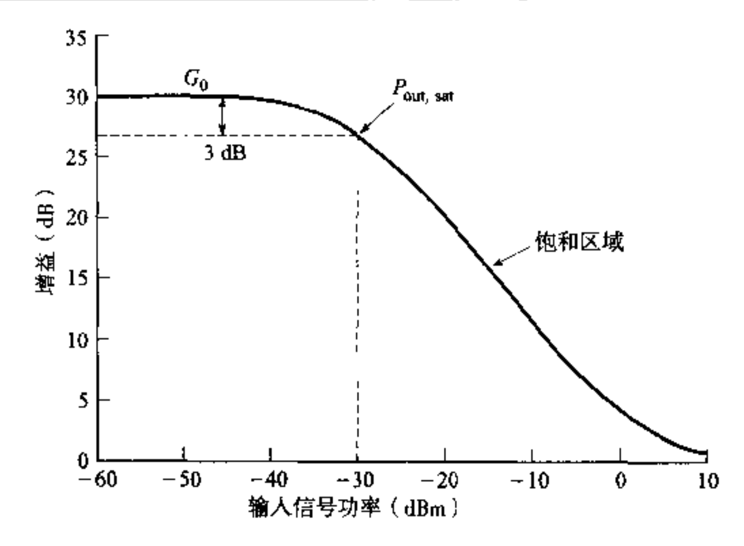


图 11.3 小信号增益 G_0=30 dB（增益值为 1000）时，单程增益对输入光功率的典型依存关系

11.3 掺铒光纤放大器

光纤放大器的激活介质由标称值为 10 ~ 30 m 长的轻度（1000 ppm）掺稀土元素，例如铒（Er）、镱（Yb）、钕（Nd）或镨（Pr）的光纤构成，主要的光纤材料可以是标准的石英、氟化物玻璃或多组分玻璃。

放大器的工作区与主材料和掺入元素有关。掺 Pr 或 Nd 的氟锆酸盐玻璃工作在 1300 nm 窗口，这是因为在石英玻璃中掺入这两种元素时，这两种离子都不能对 1300 nm 的信号进行放大[12-14]。长途电信应用中最常用的材料是掺铒石英光纤，即人们所熟知的掺铒光纤放大器或EDFA[15-20]，某些情况下，可以掺入 Yb 来提高泵浦效率和放大器增益[21]。EDFA 主要工作在 1530 ~ 1560 nm 范围内，然而，与可在长波长段提高增益的拉曼（Raman）光纤放大器相结合，可以在 1531 ~ 1616 nm 范围内得到 75 nm 的 3 dB 增益带宽[22]。在本节中为了讨论的简单，我们将使用“1550 nm 信号”来表示谱带内任意特定的光信道。

11.3.1 放大机制

半导体光放大器利用外部注入电流来激活电子，使之到达较高能级，而光纤放大器使用光泵浦来达到这一目的，在这个过程中，使用光子直接激励电子以使其达到激发态。光泵浦过程需要使用三个能级，将电子抽运的顶层能级一定要在受激辐射能级之上。电子到达激发态后，会释放一些能量而降到受激辐射能级，在这个能级上，信号光子触发电子产生受激辐射，并以新产生光子的形式释放剩余的能量，新光子的波长等于信号光的波长。由于泵浦光能量高于信号光能量，所以泵浦光波长比信号波长短一些。

为了对 EDFA 的工作过程有个直观的了解，我们先看一下铒离子的能级结构图[15,16]。石英中的铒原子实际上是铒离子（Er^{3+}），即失去三个外部电子的铒原子。在描述这些离子的外部电子跃迁到较高能态时，一般要提到一个称为“把离子激励到更高能级”的过程。图 11.4 给出了石英玻璃中 Er^{3+} 的简单能级图和不同的能级跃迁过程。电信应用中的两个主要能级是一个亚稳态能级（也称为 $^4I_{13/2}$ 级）和 $^4I_{11/2}$ 泵浦能级。“亚稳的”说明从这个状态跃迁到基态的寿命远远长于到达这个能级的寿命。（注意，具有多个电子的原子的可能状态按习惯用符号 $^{2S+1}L_J$ 来表示，$2S+1$ 指自旋多重性，

L是轨道的角动量，J是总的角动量）。亚稳态能级、泵浦能级和基态能级实际上是由密集的分离能级构成的能带，这些密集的能级是受斯塔克分裂（Stark splitting）的影响而形成的能级簇。更进一步，由于受到热影响，各个斯塔克能级都将展宽，形成了一个近似连续的能带。

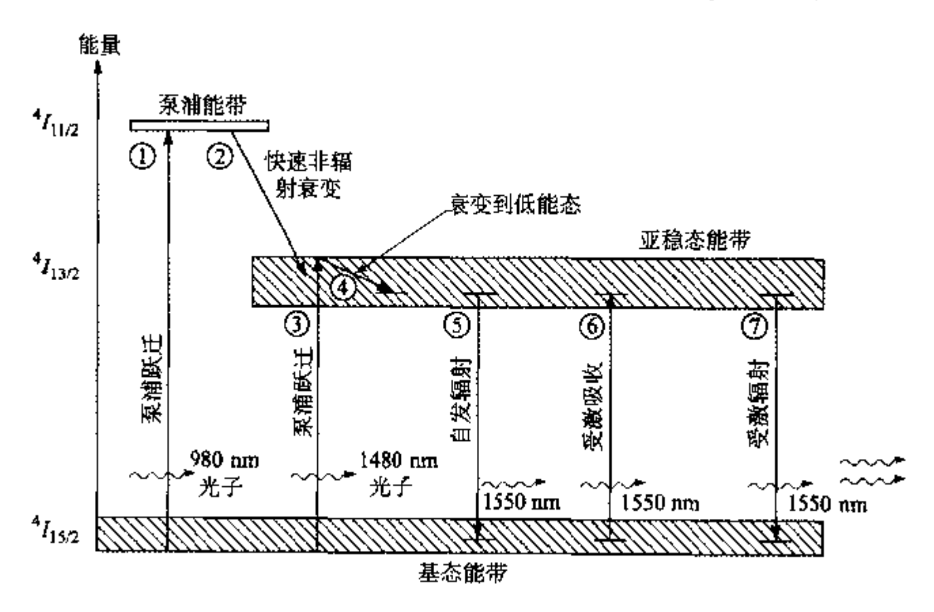


图11.4 石英中Er^{3+}离子的简化能级图和各种跃迁过程

亚稳态能带通过一个能隙与$^4I_{15/2}$基态能级底部分隔开，这个能隙的范围是从亚稳带底部的大约0.814 eV（对应1527 nm波长的光子）到顶部的0.841 eV（对应1477 nm波长的光子）。对于泵浦能级，其能带位于基态能带之上1.27 eV（对应980 nm波长）处。泵浦能带是相当窄的，因此泵浦波长一定要限制在几个纳米的带宽之内。从$^4I_{15/2}$能级的顶部到亚稳带底部的间隙大约是0.755 eV（1600 nm）。

按常规操作，一般使用发射980 nm光子的泵浦激光器去激励电子，使之从基态跃迁到泵浦能级，如图11.4中的跃迁过程1所示。这些受激离子从泵浦带到亚稳带衰变（弛豫）得非常快（大约在1μs内），如图中跃迁过程2所示。在衰变过程中，多余的能量以声子的形式释放，或者等价地认为在光纤内产生了机械振动。在亚稳态能带中，激发态离子的电子将移至能带的底端，在这里，人们使用荧光时间来表征这个过程，这个时间长达10 ms左右。

另一种可能的泵浦波长是1480 nm，这些泵浦光子的能量很接近信号光子能量，只是要稍高一些。吸收一个1480 nm的泵浦光子，会直接把一个电子从基态激发到很少被粒子占据的亚稳态能级的顶部，如图11.4中的跃迁过程3所示，然后这些电子又将移向粒子数较多的亚稳态的较低端（跃迁过程4）。位于亚稳态的电子，在没有外部激励光子流时，一部分会衰变回到基态，如图中跃迁过程5所示。这种现象就是所谓的自发辐射，自发辐射会导致放大器的噪声。

当其能量相当于从基态到亚稳态间带隙能量的信号光子流通过这种器件时，会产生两种类型的跃迁。第一，处在基态的离子将吸收一小部分外部光子，因此这些离子将跃迁到亚稳态，如图中跃迁过程6所示；第二，在受激辐射过程（跃迁过程7）中，信号光子触发激发态的离子下降到基态，从而发射出一个与输入信号光子具有相同能量、相同波矢量以及相同偏振态的新光子。亚稳态和基态的宽度允许高能级的受激辐射在1530～1560 nm范围内出现，超过1560 nm时增益会稳定下降，在大约1616 nm处降至0 dB（单位增益）。

11.3.2 EDFA的结构

光纤放大器由掺杂光纤、一个或多个泵浦激光器、无源波长耦合器、光隔离器及抽头耦合器组成，如图11.5所示。双色性（两个波长）的耦合器能够运用980/1550 nm或1480/1550 nm的波长组合，将泵浦光功率与信号光功率一起有效地耦合进光纤放大器。抽头耦合器不受波长影响，典型分光比值是从99：1到95：5，通常应用于放大器的两侧，将输入信号与放大的输出信号进行比较。光隔离器是用来防止放大的光信号反射回原器件，这种反射会增加放大器的噪声并降低放大效率。

通常，泵浦光与信号光沿同一方向注入光放大器，这称为同向泵浦；也可以沿相反方向注入，这称为反向泵浦。如图11.5所示，可以使用单泵浦或双泵浦结构，典型的增益值分别为+17 dB和+35 dB。反向泵浦可以产生较高的增益，而同向泵浦的噪声性能较好。另外，一般首选980 nm的泵浦波长，因为与1480 nm泵浦波长相比较，它产生的噪声较低并且能得到较大的粒子数反转。

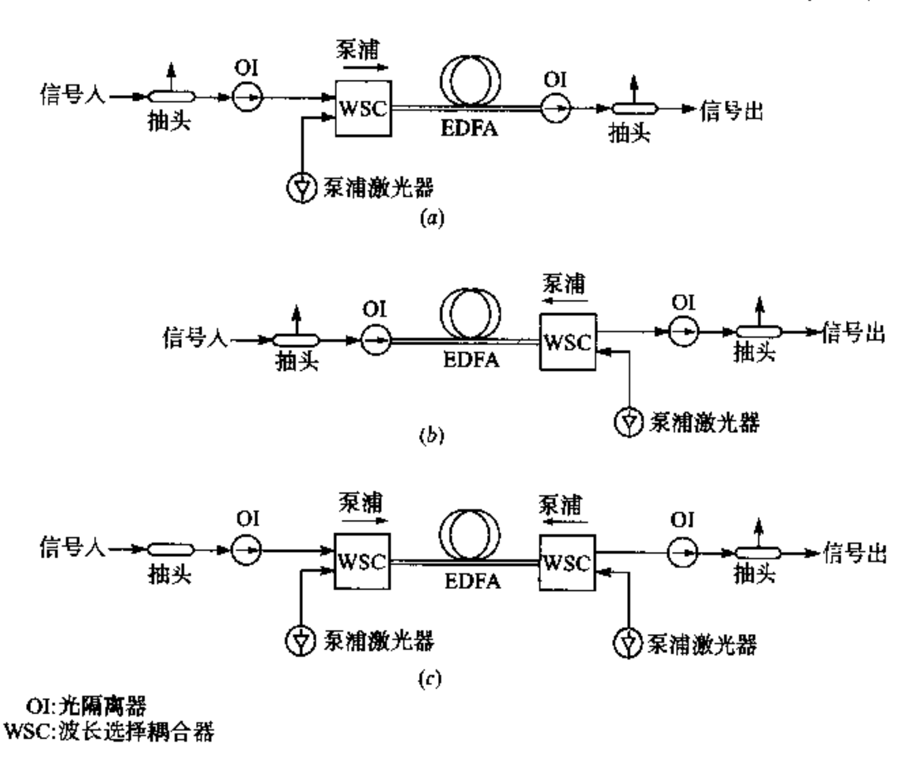


图11.5 EDFA三种可能的结构：(a) 同向泵浦；(b) 反向泵浦；(c) 双向泵浦

11.3.3 EDFA的功率转换效率及增益

就像任何放大器一样，随着EDFA输出信号幅度的增加，放大器增益最终会趋向饱和。当粒子数反转状态被大信号明显降低时，EDFA的增益开始下降，从而得到如图11.3所示的典型增益－功率性能曲线。

EDFA的输入、输出功率可以使用能量守恒原理表示为[16]：

$$P_{s,\mathrm{out}} \leq P_{s,\mathrm{in}} + \frac{\lambda_p}{\lambda_s} P_{p,\mathrm{in}} \tag{11.16}$$

等式中，$P_{p,in}$是输入泵浦功率，λ_p和λ_s分别是泵浦波长和信号波长。上式的基本物理意义是从EDFA输出的信号能量总和不能超过注入的泵浦能量。(11.16)式中的不等式反映了系统可能会受到影响，比如由于不同原因(比如杂质间相互作用)造成的泵浦光子损失或由自发辐射导致的泵浦能量损失，都可以使系统受到影响。

从（11.16）式中可以看出，最大输出信号功率与比率λ_p/λ_s有关。为使泵浦系统能够工作，必须有$\lambda_p<\lambda_s$，为了得到适当的增益，又必须满足$P_{s,in}<<P_{p,in}$。因此功率转换效率（PCE）可以定义为：

$$\mathrm{PCE}=\frac{P_{s,\mathrm{out}}-P_{s,\mathrm{in}}}{P_{p,\mathrm{in}}}\approx\frac{P_{s,\mathrm{out}}}{P_{p,\mathrm{in}}}\leqslant\frac{\lambda_p}{\lambda_s}\leqslant 1 \tag{11.17}$$

显然，PCE小于1。PCE的理论最大值是λ_p/λ_s，纯粹是为了参考，可以使用与波长无关的量子转换效率（QCE）来帮助理解，其定义为[16]：

$$\mathrm{QCE}=\frac{\lambda_s}{\lambda_p}\mathrm{PCE} \tag{11.18}$$

QCE的最大值是1．此时所有的泵浦光子都转换为信号光子。

假设没有自发辐射，使用放大器增益G来重写（11.16）式，则：

$$G=\frac{P_{s,\mathrm{out}}}{P_{s,\mathrm{in}}}\leqslant 1+\frac{\lambda_p}{\lambda_s}\frac{P_{p,\mathrm{in}}}{P_{s,\mathrm{in}}} \tag{11.19}$$

等式中给出了信号输入功率和增益间的一个重要关系。当输入信号功率非常大，即$P_{s,in}>>(\lambda_p/\lambda_s)P_{p,in}$时，放大器的最大增益是1，这表示放大器对信号是透明的。从（11.19）式可以看出，为了达到一个给定的最大增益G，输入信号功率必须满足下式：

$$P_{s,\mathrm{in}}\leqslant\frac{(\lambda_p/_s)P_{p,\mathrm{in}}}{G-1} \tag{11.20}$$

例 11.3 考虑一个在980 nm泵浦的EDFA，其泵浦功率为30 mW，如果在1550 nm处的增益是20 dB，那么从（11.20）式得到的最大输入功率为：

$$P_{s,\mathrm{in}}\leqslant\frac{(980/1550)(30\ \mathrm{mW})}{100-1}=190\ \mu\mathrm{W}$$

由（11.16）式得到的最大输出功率为：

$$\begin{aligned}P_{s,\mathrm{out}}(\max)&=P_{s,\mathrm{in}}(\max)+\frac{\lambda_p}{\lambda_s}P_{p,\mathrm{in}}=190\ \mu\mathrm{W}+0.63(30\ \mathrm{mW})\\&=1.91\ \mathrm{mW}=12.8\ \mathrm{dBm}\end{aligned}$$

除泵浦功率以外，增益还与光纤长度有关。例如EDFA中，长为L的三能级激光介质中的最大增益为：

$$G_{\max}=\exp(\rho\sigma_e L) \tag{11.21}$$

等式中 σ_e 是信号发射截面，ρ 是稀土元素的浓度。在求最大增益时，必须同时考虑（11.19）式和（11.20）式，最大可能的EDFA增益由这两个增益表达式的最小值给出，即：

$$G \leqslant \min\left\{\exp(\rho\sigma_e L), 1 = \frac{\lambda_p}{\lambda_s}\frac{P_{p,\text{in}}}{P_{s,\text{in}}}\right\} \tag{11.22}$$

由于 $G=P_{s,\text{out}}/P_{s,\text{in}}=\exp(\rho\sigma_e L)$，类似地，最大可能的EDFA输出功率可以表示为：

$$P_{s,\text{out}} \leqslant \min\left\{P_{s,\text{in}}\exp(\rho\sigma_e L), P_{s,\text{in}} + \frac{\lambda_p}{\lambda_s}P_{p,\text{in}}\right\} \tag{11.23}$$

图11.6给出了随着泵浦功率的增加，不同长度掺杂光纤出现增益饱和的示意图[23]。在一定的长度之后，由于泵浦没有足够的能量在放大器的后部产生粒子数反转，因此增益开始下降。在这种情况下，光纤非泵浦区域将吸收信号，导致在这一部分信号出现损耗而不是对其进行放大。

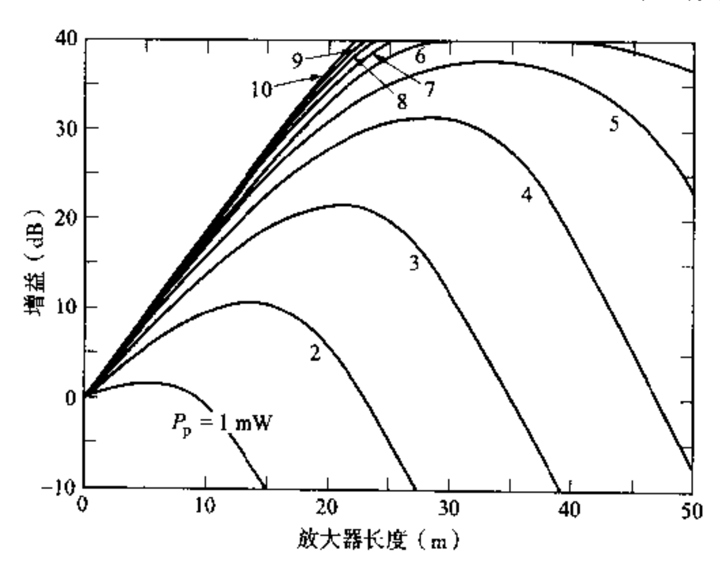


图11.6 泵浦波长为1480 nm、信号波长为1550 nm时，EDFA增益与光纤长度和泵浦功率依存关系的计算曲线（经允许复制于Giles and Desurvire，[23]© 1991，IEEE）

由于EDFA中的亚稳态能级具有相当长的寿命，所以可以得到很高的饱和输出功率。饱和输出功率（增益饱和出现时的功率）定义为小信号增益下降3 dB时的输出功率[24]。对于大信号，其饱和增益随着泵浦功率线性增加，如图11.7所示。从图中可以看出，给定泵浦功率时，随着输入功率的增加，放大器增益在达到饱和之前保持不变。

例11.4 从图11.6可以看出，若泵浦波长为1480 nm，泵浦功率为5 mW，则长为30 m的放大器可以得到35 dB的增益。

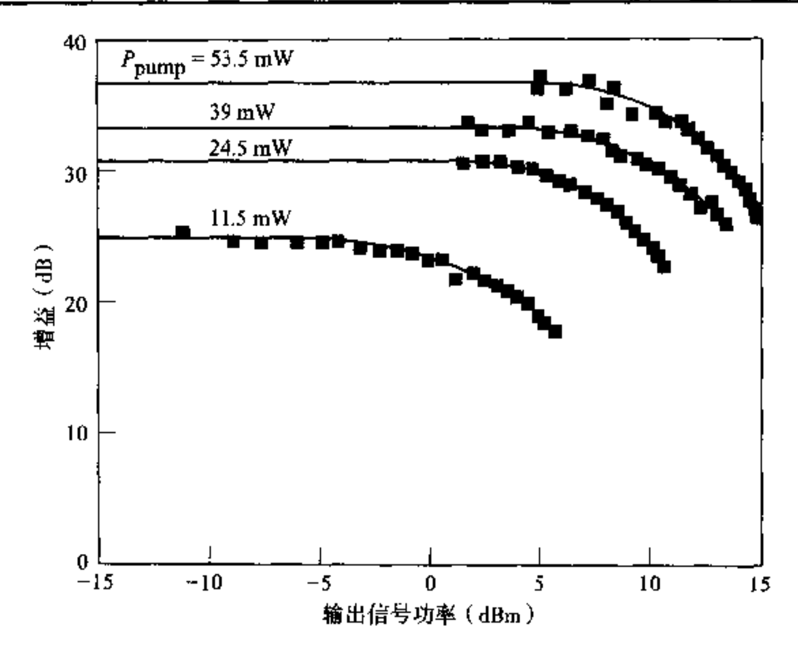


图 11.7　泵浦功率不同时，EDFA的增益特性与输出信号功率的关系曲线（经允许复制于Li，[24]© 1993，IEEE）

11.4　放大器噪声

放大器中产生的主要噪声是放大的自发辐射噪声（ASE），它来源于放大器介质中电子空穴对的自发复合，如图11.4中跃迁过程5所示。自发复合导致了与光信号一起放大的光子的宽谱背景，它在EDFA放大1540 nm波长信号时产生的影响如图11.8所示。自发辐射噪声可以使用分布在放大器介质中无数个短脉冲的随机脉冲串来模拟，这个随机过程通过频率平坦的噪声功率谱来表征。ASE噪声的功率谱密度为[7]：

$$S_{ASE}(f) = h\nu n_{sp}[G(f)-1] = P_{ASE}/\Delta\nu_{opt} \tag{11.24}$$

等式中P_{ASE}是光带宽$\Delta\nu_{opt}$内的ASE噪声功率，n_{sp}是自发辐射或粒子数反转因子，其定义为：

$$n_{sp} = \frac{n_2}{n_2 - n_1} \tag{11.25}$$

等式中n_1和n_2分别是能态1和能态2中的电子数密度，因此n_{sp}表示两个能级间粒子数反转的程度，通过（11.25）式可以得出$n_{sp} \geq 1$，理想放大器在粒子数完全反转时取等号。n_{sp}与波长和泵浦速率有关，典型的取值范围是1.4到4。

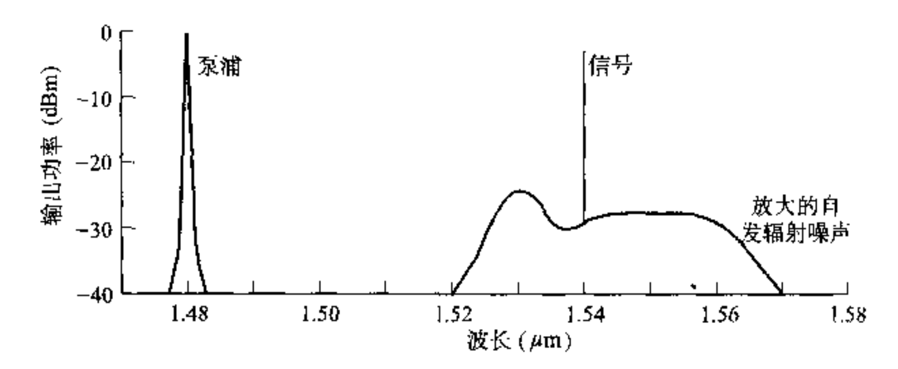


图 11.8 典型的 1480 nm 泵浦谱和带有放大的自发辐射噪声（ASE）的 1550 nm 处输出信号示意图

ASE 噪声电平与使用的是同向泵浦还是反向泵浦有关，图 11.9 给出了不同的 EDFA 长度时，ASE 噪声随功率变化的实验值和计算值[18]。

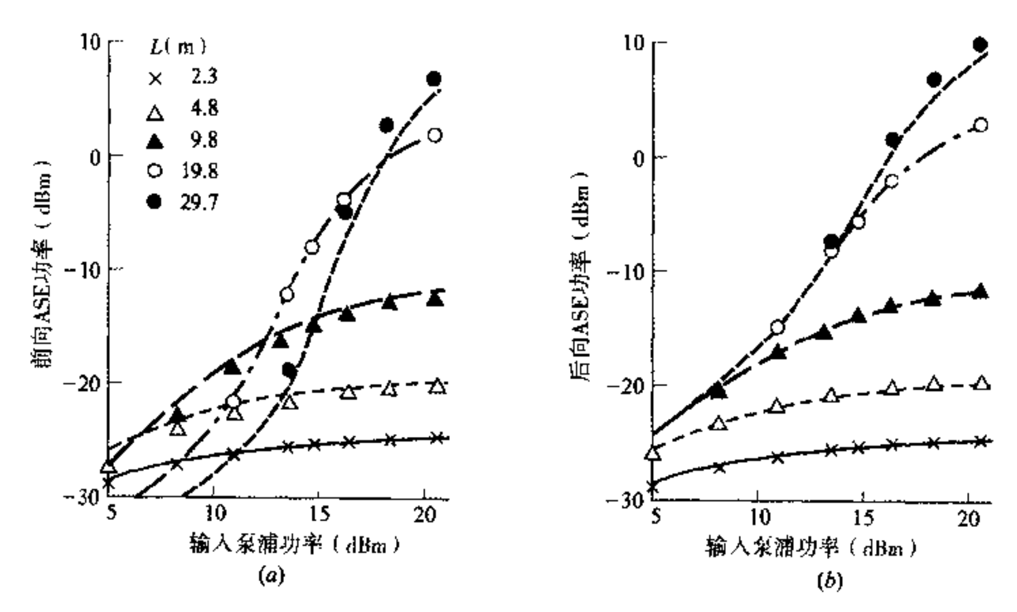


图 11.9 对于不同的 EDFA 长度，采用不同的泵浦方式时，ASE 噪声功率的实验值、理论值与输入泵浦功率的关系曲线：(a) 同向（前向）泵浦；(b) 反向（后向）泵浦（经允许复制于 Pedersen et al., [18]© 1990，IEEE）

由于 ASE 发生在光检测之前，因此导致了在光接收机中除了光检测器的热噪声之外，还有三种不同的噪声成分，这是因为光电流中除了信号场和自发辐射场的平方之外，还包括信号和光噪声场之间的许多差拍信号。如果总的光场是信号场 E_s 与自发辐射场 E_n 之和，那么总的检测电流 i_{tot} 正比于光信号电场的平方，即 $i_{tot} \propto (E_s + E_n)^2 = E_s^2 + E_n^2 + 2E_s \cdot E_n$。等式中前两项分别是信号和噪声，第三项则是信号和噪声的混合成分（差拍信号），它可以落在光接收机的带宽内、降低接收机的信噪比。首先考虑ASE光子，注入光检测器的光功率为 $P_0=GP_{s,in}+S_{ASE}\Delta\nu_{opt}$，如果在光检测器之前放置一个光滤波器，可以明显降低 $\Delta\nu_{opt}$。将 P_0 的表达式代入（6.6）式，可以得到总的散粒噪声电流的均方值为：

$$\langle i_{shot}^2 \rangle = \sigma_{shot}^2 = \sigma_{shot\text{-}S}^2 + \sigma_{shot\text{-}ASE}^2 = 2q\Re GP_{s,in}B + 2q\Re_{ASE}\Delta\nu_{opt}B \qquad (11.26)$$

等式中 B 是接收机前端的电带宽。

另外两种噪声是由光信号和ASE中不同光频成分的混合物产生的，这个混合物产生了两个拍频序列。由于信号和ASE具有不同的光频，因此信号和ASE的差拍噪声为：

$$\sigma_{s\text{-ASE}}^2 = 4(\Re G P_{s,\text{in}})(\Re S_{\text{ASE}} B) \tag{11.27}$$

另外，由于ASE展宽了光频范围，它可以产生自拍噪声电流（见第9.3.1节）：

$$\sigma_{\text{ASE-ASE}}^2 = \Re^2 S_{\text{ASE}}^2 (2\Delta\nu_{\text{opt}} - B) B \tag{11.28}$$

总的接收机噪声电流的均方值为：

$$\langle i_{\text{total}}^2 \rangle = \sigma_{\text{total}}^2 = \sigma_T^2 + \sigma_{\text{shot-}s}^2 + \sigma_{\text{shot-ASE}}^2 + \sigma_{s\text{-ASE}}^2 + \sigma_{\text{ASE-ASE}}^2 \tag{11.29}$$

等式中热噪声方差 σ_T^2 由（6.17）式给出。

当采用光带宽 $\Delta\nu_{\text{opt}}$ 作为可以覆盖30 nm谱宽的自发辐射噪声的光带宽时，（11.9）式中的后四项的大小近似相等。然而，一般在接收机中使用一个窄带光滤波器，这样 $\Delta\nu_{\text{opt}}$ 就可以在125 GHz（在1550 nm处有1 nm谱宽）量级或更小一些。在这种情况下，我们可以通过考查不同噪声成分的大小来简化（11.29）式。首先，当放大器增益足够大时就可以忽略热噪声；另外，由于放大的信号功率 $GP_{s,\text{in}}$ 比ASE噪声功率 $S_{\text{ASE}}\Delta\nu_{\text{opt}}$ 大得多，所以由（11.28）式给出的ASE-ASE差拍噪声明显小于信号ASE差拍噪声，这样，（11.26）式可以简化为：

$$\sigma_{\text{shot}}^2 \approx 2q\Re G P_{s,\text{in}} B \tag{11.30}$$

同时使用这个结论与（11.24）式中 S_{ASE} 的表达式，可以得到光检测器输出信噪比（S/N）的近似表达式为：

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{out}} = \frac{\sigma_{\text{ph}}^2}{\sigma_{\text{total}}^2} = \frac{\Re^2 G^2 P_{s,\text{in}}^2}{\sigma_{\text{total}}^2} \approx \frac{\Re P_{s,\text{in}}}{2qB} \frac{G}{1 + 2\eta n_{\text{sp}}(G-1)} \tag{11.31}$$

等式中 η 是光检测器的量子效率，由（6.11）式可以得到输入光电流的均方值为：

$$\langle i_{\text{ph}}^2 \rangle = \sigma_{\text{ph}}^2 = \Re^2 G^2 P_{s,\text{in}}^2 \tag{11.32}$$

注意到输入信噪比的定义，则（11.31）式中的一项：

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{in}} = \frac{\Re P_{s,\text{in}}}{2qB} \tag{11.33}$$

就是在光放大器输入端使用理想光检测器得到的输入信噪比。从（11.31）式中我们还可以得到光放大器的噪声系数，它表示信号通过放大器后信噪比降低的程度。利用噪声系数的标准定义，即放大器输入端的 S/N 与输出端 S/N 的比值，于是有：

$$\text{噪声系数} = F = \frac{(S/N)_{\text{in}}}{(S/N)_{\text{out}}} = \frac{1 + 2\eta n_{\text{sp}}(G-1)}{G} \tag{11.34}$$

当G很大时，上式等于$2\eta n_{sp}$。对于理想放大器有$n_{sp}=1$，假设$\eta=1$，则噪声系数为2（3 dB），也就是对理想放大器采用理想接收机时，其S/N将降为原来的一半。对于实际的EDFA，n_{sp}一般为2，其输入S/N要降为原来的四分之一。

例11.5 图11.10给出了同向和反向泵浦时，在EDFA增益饱和条件下噪声系数的测量值[25]。其中，泵浦波长为1480 nm，信号波长为1558 nm，放大器的输入功率为－60 dBm。在小信号条件下，同向泵浦噪声系数约为5.5 dB，其中包括1.5 dB的输入耦合损耗。与完全粒子数反转时的理论最小值3 dB相比较，光放大器本身的噪声系数是4 dB，反向泵浦时噪声系数比同向泵浦时要高1 dB。

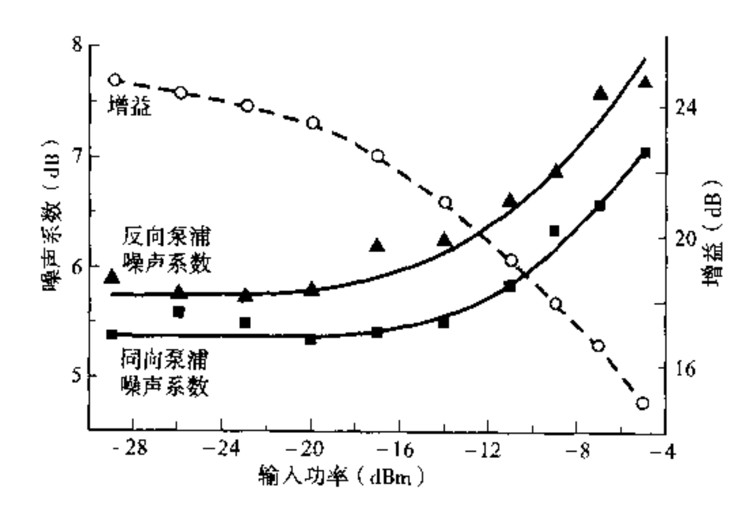


图11.10　在增益饱和、泵浦波长为1480 nm条件下，分别测得的同向泵浦和反向泵浦时EDFA的噪声系数曲线。两种泵浦情况下，增益是相同的（经允许复制于Walker et al.，[25]© 1991，IEEE）

11.5　系统应用

在设计需要光放大器的光纤链路时，放大器可以放在三种可能的位置，如图11.1所示。虽然在这三种不同的结构中，放大器的物理应用过程相同，但却需要工作在不同的输入功率范围，这说明要用到不同的放大器增益。要对信噪比进行完整分析是相当复杂的，这需要考虑诸如详细的光子统计特性及离散的放大器结构等因素。Desurvire[16]为需要了解细节的读者提供了更为详尽的论述。在这里，我们将只给出简单的概念分析，并且给出了在光纤链路中EDFA位于三种可能位置的一般工作参数值。

11.5.1　功率放大器

对于功率放大器，由于它直接放在发送机之后，因此输入功率很高，在这种应用中，一般需要较高的泵浦功率[26]。放大器输入一般为－8 dBm或更高一些，为了比在接收机之前使用前置放大器有更多的优点，功率放大器的增益必须大于5 dB。

例11.6 考虑一个用做功率放大器的EDFA，其增益为10 dB，假设从半导体激光器发送机得到的放大器输入为0 dBm，泵浦波长为980 nm，由（11.16）式可以看出，为了在1540 nm波长处得到10 dBm的输出，泵浦功率至少应为：

$$P_{p,\text{in}} \geqslant \frac{\lambda_s}{\lambda_p}(P_{s,\text{out}} - P_{s,\text{in}}) = \frac{1540}{980}(10\,\text{mW} - 1\,\text{mW}) = 14\,\text{mW}$$

11.5.2 在线放大器

在长距离传输系统中，需要利用光放大器周期性地恢复因光纤损耗而减弱的光功率。通常在放大器链中，每个EDFA的增益必须恰好能补偿前面通过的长为L的光纤中的信号损耗，即$G=\exp(-\alpha L)$。累积的ASE噪声是级联放大器中主要的信号劣化因素。

例11.7 图11.11给出了一个WDM链路，其中有七个光放大器组成级联的放大器链，链路中每个信道的信号功率、每个信道的ASE噪声以及SNR的值如图所示。输入信号功率开始为6 dBm，在链路中传输时由于光纤损耗而减弱，当功率降到−24 dBm时，就会通过一个光放大器再放大到6 dBm。对于一个给定的传输链路信道，SNR开始较高，然后随着链路长度的增加，放大器中ASE噪声的累积而逐渐下降。比如放大器1中，在输入信号功率为6 dBm、ASE噪声功率为−22 dBm时，SNR为28 dB。通过放大器4之后，在输入信号功率为6 dBm、ASE噪声功率为−16 dBm时，SNR为22 dB。放大器增益越高，噪声累积得越快。然而，虽然在前面几个放大器中SNR劣化得很快，但增加一个EDFA所带来的影响会随着放大器数目的增加而迅速减弱。结果，当EDFA由一个增为两个时，SNR降低3 dB，由两个变为四个时，SNR仍会再降低3 dB，再进一步增加到八个时，SNR还是只会再降低3 dB。

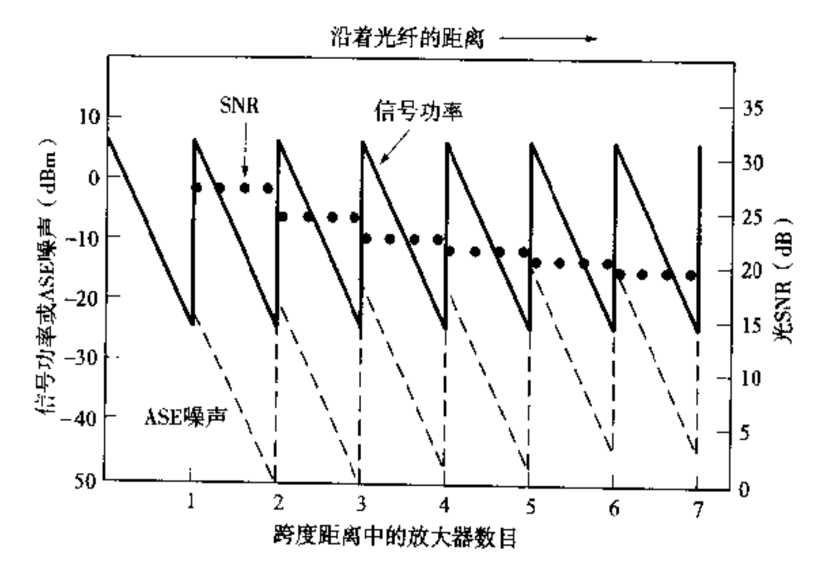


图11.11 SNR劣化与链路长度的函数关系。在此链路中，ASE噪声随着放大器数目的增加而增加，图中曲线给出了WDM链路中每个信道的信号功率（实线）、ASE噪声功率（虚线）以及SNR（点线）

为了补偿累积的ASE噪声，信号功率必须增加，至少与链路长度成线性关系才能保持固定的信噪比。如果总的系统长度为$L_{\text{tot}}=NL$，并且系统中有N个光放大器，每一个放大器具有$G=\exp(-dL)$的增益，然后利用（11.24）式可得，光放大器链中路径平均ASE噪声功率为[16,27]：

$$\langle P_{\text{ASE}} \rangle_{\text{path}} = \frac{NP_{ASE}}{L}\int_0^L \exp(-dz)dz = \alpha L_{\text{tot}} h\nu\, n_{\text{sp}} F_{\text{path}}(G)\Delta\nu_{\text{opt}} \tag{11.35}$$

等式中 α 是光纤损耗系数，$F_{path}(G)$是损伤因子，其定义为：

$$F_{path}(G)=\frac{1}{G}\left(\frac{G-1}{\ln G}\right)^2 \tag{11.36}$$

基本上，为了保持固定的信噪比，$F_{path}(G)$给出了N个级联光放大器链中，路径平均信号能量必须增加（随着G的增加）的因子。这些光放大器必须沿着传输路径均匀放置，以得到总增益和最终S/N的最佳组合。在线放大器的输入信号功率的标称范围一般从−26 dBm（2.5 μW）到−9 dBm（125 μW），增益一般要超过15 dB。

例 11.8 考虑一个包括有N个级联光放大器的光传输路径，每个放大器增益为30 dB。如果光纤损耗为0.2 dB/km，那么在没有其他系统损伤时，两个光放大器之间的距离为150 km。例如，对于一个900 km的链路，需要五个放大器即可。由（11.36）式可以得到整个路径上噪声损伤因子为（以分贝表示）：

$$10\log F_{path}(G)=10\log\left[\frac{1}{1000}\left(\frac{1000-1}{\ln 1000}\right)^2\right]=10\log 20.9=13.2\,\text{dB}$$

如果将增益降为20 dB，无衰减传输距离为100 km，于是我们需要八个放大器才能实现900 km的传输。在这种情况下，噪声损伤因子为：

$$10\log F_{path}(G)=10\log\left[\frac{1}{100}\left(\frac{100-1}{\ln 100}\right)^2\right]=10\log 4.62=6.6\ \text{dB}$$

11.5.3 前置放大器

光放大器可以作为前置放大器，用来提高由于热噪声限制的直接检测接收机的灵敏度[28]。首先，假设接收机噪声使用电功率N来表示，S_{min}是给定接收误码率时接收机所需的电信号功率S的最小值，那么可以接受的信噪比为S_{min}/N。如果使用一个具有增益为G的光前置放大器，则电接收信号功率为G^2S'，信噪比为：

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{preamp}=\frac{G^2S'}{N+N'} \tag{11.37}$$

等式中噪声项N'是光前置放大器中的自发辐射噪声，在接收机中通过光电二极管转化为额外的背景噪声。如果S'_{min}是为了保持同样的信噪比所需的最小可检测到的电信号功率，则必须有：

$$\frac{G^2S'_{min}}{N+N'}=\frac{S_{min}}{N} \tag{11.38}$$

对用来提高接收信号功率的光前置放大器，必须有$S'_{min}<S_{min}$，于是：

$$\frac{S_{min}}{S'_{min}}=G^2\frac{N}{N+N'}>1 \tag{11.39}$$

S_{min}与S'_{min}的比率即表示最小可检测信号或检测灵敏度的改善量。

例11.9 考虑一个用做光前置放大器的EDFA。假设N是热噪声功率，由前置放大器引入的N'主要是信号－ASE拍噪声。我们想知道在什么条件下，(11.39)式才能成立。对于足够高的增益G，(11.39)式成为：

$$G^2-1\approx G^2>\frac{N'}{N}\approx\frac{\sigma_{s-\mathrm{ASE}}^2}{\sigma_T^2}$$

将(6.17)式和(11.27)式代进这个表达式，使用(11.24)式表示S_{ASE}，并且解出$P_{s,\mathrm{in}}$即可得到：

$$P_{s,\mathrm{in}}<\frac{k_BT\ h\nu}{Rn_{\mathrm{sp}}\eta^2q^2}$$

如果T=300 K，R=50 Ω，λ=1550 nm，n_{sp}=2，η=0.65，则有$P_{s,\mathrm{in}}<490\,\mu\mathrm{W}$，这个值比所期望的接收信号要大得多，因此(11.39)式中的条件一直满足。但是要注意，这里只给定了$P_{s,\mathrm{in}}$的上限，并不表示只要让G足够的高，灵敏度的改善量就可以任意的大，这是因为为了得到给定的BER，必然存在一个最小的接收光功率（见习题11.15）。

11.5.4 多信道运用

半导体光放大器和EDFA有一个共同的优点是，在多信道信号带宽小于放大器带宽时，能够放大多个光信道[29]。SOA和EDFA的带宽范围都在1到5 THz。SOA的缺点是对由载流子浓度调制引起的信道间串扰很灵敏，而载流子浓度调制是由邻近信道间的信号差拍所产生的[30]。对于SOA，只要信道间隔小于10 GHz就会产生差拍。

只要信道间隔大于10 kHz，在EDFA中就不会产生串扰，在实际应用中也是如此。因此，对于多信道应用，EDFA是理想的放大器。对于EDFA中的多信道运用，N个信道的信号功率由下式给出：

$$P_s=\sum_{i=1}^{N}P_{s,i} \tag{11.40}$$

等式中$P_{s,i}$是第i个信道的信号功率，也可以说是在光载波频率为ν_i处的信号功率。

EDFA的另一个特点就是在通常的工作窗口1530～1560 nm范围内，它的增益与波长有关[31]。在多信道系统中，如果增益在工作的光谱范围内不均匀，则在通过级联的EDFA后，由于增益变化会在信道间产生较大的信噪比差异。目前已经采用了大量的技术对增益进行均衡，比如使用增益补偿光纤光栅[32-34]。另外，与在长波长段提高增益的拉曼光纤放大器相结合，3 dB平坦增益可以扩展到1616 nm。图11.12给出了两种商业可用的EDFA的典型值，它们分别在1528到1563 nm和1568到1603 nm谱带内进行了增益补偿。

在前面的讨论和分析中，我们只考虑了沿光纤一个方向传输的情况，然而，双向传输也是可能的，即在光纤链路中沿每一个方向携带多个波长通过级联的EDFA链[35]。

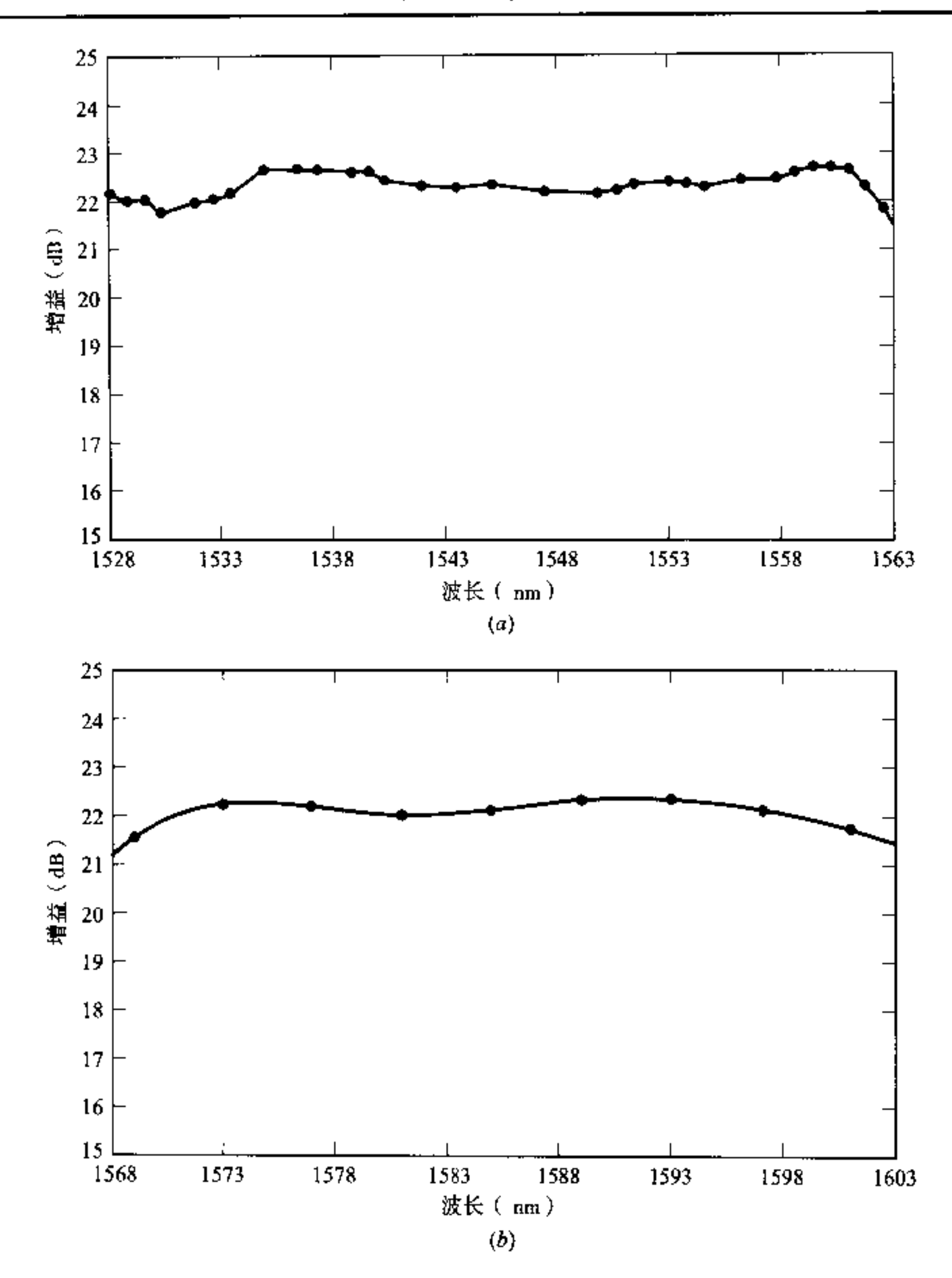


图 11.12 (a) 增益在 1528 ~ 1563 nm 谱带上平坦的商业可用的 EDFA；(b) 增益在 1568 ~ 1603 nm 谱带上平坦的商业可用的EDFA（曲线由 AFC Technologies Inc.提供；www.afctek.com）

11.5.5 在线放大器增益控制

在使用光放大器的长距离光纤传输系统中，输入功率有波动时，保持在线放大器的输出功率不变是必要的[16]。波动是由光缆中损耗变化或前置光放大器的功能减弱引起的，由网络结构引起的信道数目的变化也会在光放大器的输出端产生功率变化。

保持输出功率不变的实际可用的方法是使光放大器工作在增益压缩（饱和）区域，如图 11.13 所示。在这种由信号控制的自动增益控制（AGC）方法中，当放大器的输入功率降低时，为了得到高的输出功率，增益就会变大。相反，如果输入功率增加，增益就会下降以补偿这个变化。补偿的确切值与增益和输入功率的关系有关（在饱和区域由曲线的斜率给出）[19,35-38]。在级联的放大器链中，

如果放大器间的区间损耗在某处增加，那么将导致放大器的输入功率减小，在随后的几个放大器中信号功率可以在很大程度上得以恢复，这就是人们所熟知的光放大通信系统中的自愈效应。

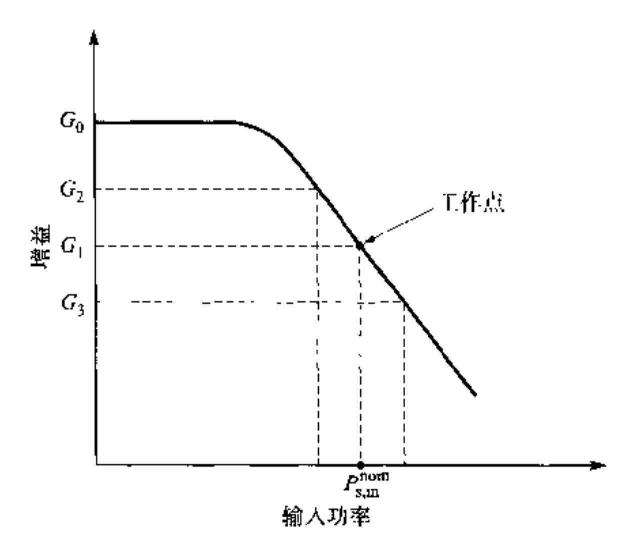


图11.13 无源信号控制的增益控制方法。在这种方法中，放大器工作在标称输入功率为P的饱和区域。输入功率降低会将增益提高到G_2，输入功率增加会使增益降至G_3

由于放大器工作在饱和区，信号控制AGC模式的缺陷是增益很低。当信道数目变化时，为了保持每一个波长输出功率不变，越来越多的动态增益控制方法已得到验证[39-41]。比如，在一个动态AGC实现中，当某一个信道突然衰落时，放大器的输出功率在1 ms内就能恢复到初始值，瞬时能量变化不超过0.5 dB。

11.6 波长变换器

光波长变换器是一种能够不经过电域，直接将包含在输入波长上的信息转移到新的波长上的设备，这是全光网络中的一个重要元件，因为输入信号的波长可能已经由位于目的输出路径上的另一个信息所占用，将输入信号转移到一个新的波长上，就可以允许这两个信息信道同时通过同一根光纤。这里，我们将介绍两种类型的波长变换器，每种举一个例子。

11.6.1 光栅波长变换器

目前，为了实现波长转换，人们已经研究了各种各样使用诸如半导体光放大器、半导体激光器或非线性光环境等设备的光栅技术。在交叉相位调制（XPM）模式中，使用SOA是进行单波长变换的最为成功的技术之一[42-46]。实现这种配置的结构包括马赫-曾德尔干涉仪或迈克尔逊（Michelson）干涉仪装置，如图11.14所示。

XPM配置与折射率对SOA有源区中载流子浓度的依存关系有关。如图11.14中所描述的，基本概念是波长为λ_s的输入信息载波信号和波长为需要的新波长λ_c的连续波（CW）信号（称为探测信号）同时耦合进器件，这两束波可以同向传播也可以反向传播，但反向传播时噪声要大一些[47,48]。信号光束通过降低载流子来调制SOA的增益，同时也对折射率进行了调制，当CW光束遇到已受到调制的增益和折射率时，它的幅度和相位都要发生变化，因而此时CW光束也携带了与输入信号相同的信息。如图11.14所示，SOA放置在不对称的结构中，因此在两个放大器中的相位变化是不

一样的，其结果是，CW 光根据相位变化受到调制，一个典型的分路比为 69/31，这种类型的变换器很容易处理速率超过 10 Gb/s 的数据。

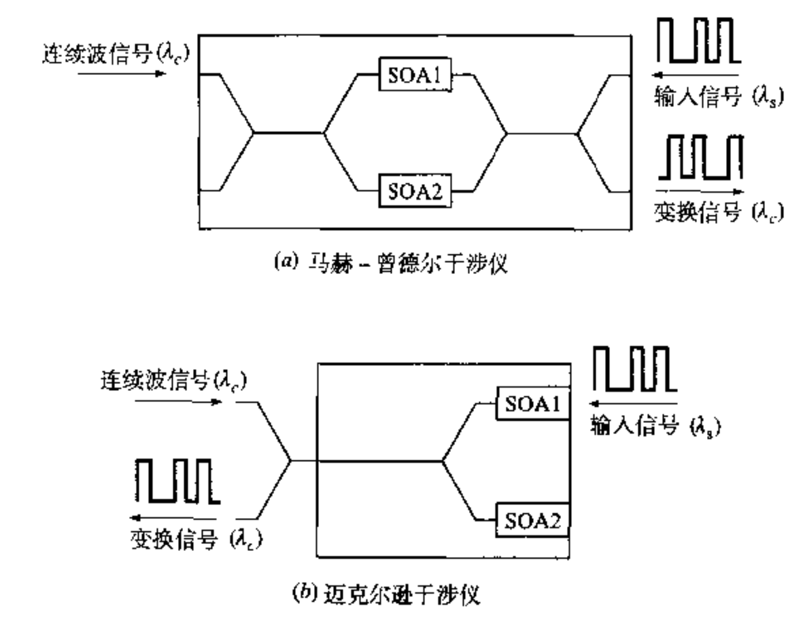


图 11.14 (a) 马赫－曾德尔干涉仪和(b) 迈克尔逊干涉仪装置，为了进行交叉相位调制的波长转换配置，两种设备均使用了一对 SOA

XPM 结构的一个局限性是它在某一时刻只能变换一个波长。另外，由于数据格式也限制了透明度。任何以相位、频率或模拟幅度形式存在的信息，在波长变换过程中均会丢失，因此这种结构被严格限制只能用来转换数字信号流。

11.6.2 光波混合波长变换器

基于非线性光波混合的波长变换与其他方法相比，具有重要的优点[49-55]，其中包括多波长变换的能力和对调制格式的透明性。所谓的混合来自于通过非线性材料的光波间的非线性相互作用。输出是新产生的波，其强度与相互作用的波的强度积成比例，相位和频率也是这些相互作用的波的相位和频率的线性组合。由于混合波保持了幅度和相位信息，因此，这是一种提供对调制格式严格透明的波长变换方法。

两种成功的配置是基于无源波导或 SOA 中的四波混频（FWM）和波导中的差频产物。对于波长变换，FWM 配置是使用三个具有不同波长的输入波相互作用来产生第四个不同波长的输出波。在这种方法中，由非线性材料中两个不同输入波的相互作用产生的强度模式形成了一个光栅。以 SOA 为例，有三种可以形成光栅的物理机制，它们分别是载流子密度调制、动态载流子加热和光谱烧孔。材料中的第三个输入波被这个光栅散射后，产生一个输出波。新产生的输出波的频率，取决于前两个波的频率与第三个波之间的频率差偏离。如果三个输入波中有一个包含幅度、相位或频率信息，而其余两个波是固定的，那么新产生的波将包含有同样的信息。

波导中的差频产物是基于两个输入波的混合。这里，材料中的非线性相互作用发生在泵浦波和信号波之间。图 11.15 给出了一个同时将 1546 nm 到 1560 nm 区域中的八个输入波长变换为 1524 nm 到 1538 nm 区域中的八个输出波长的例子[53]。

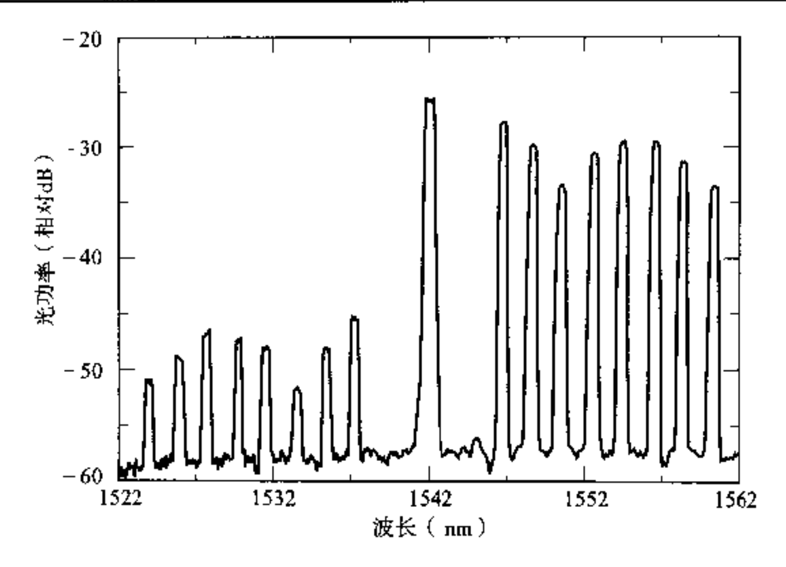


图11.15 使用差频产物同时变换八个输入波长(1546, 1548, 1550, 1552, 1554, 1556, 1558, 1560 nm)到八个输出波长（1538, 1536, 1534, 1532, 1530, 1528, 1526, 1524 nm)。1542 nm 处的尖峰对应于 771 nm 泵浦波的二阶分频响应（经允许复制于 Yoo et al., [53]© 1997, OSA）

习题

11.1 考虑一个具有下列参数的 InGaAsP 半导体光放大器。

符号	参数	值
w	有源区宽度	5 μm
d	有源区厚度	0.5 μm
L	放大器长度	200 μm
Γ	限制因子	0.3
τ_r	时间常数	1 ns
α	增益系数	$1 \times 10^{-20}\,\text{m}^2$
υ_g	群速率	2.0×10^8 m/s
n_{th}	阈值密度	$1.0 \times 10^{24}\,\text{m}^{-3}$

如果使用 100 mA 的偏置电流，试求(a) 泵浦速率 R_p; (b) 最大（零信号）增益; (c) 饱和光子浓度; (d)波长为 1310 nm、功率为 1 mW 的信号注入放大器时的光子浓度。比较结论(c) 和(d)。

11.2 由（11.14）式推导出（11.15）式。

11.3 使用数值方法求解(11.15)式，画出在未达到饱和的时，放大器增益值分别为G_0=30 dB、15 dB 和 10 dB 时，归一化放大器增益（G/G_0）与归一化输出功率（$P_{s,out}/P_{amp,sat}$）的关系曲线。

11.4 输出饱和功率 $P_{out,sat}$ 的定义是，当放大器增益 G 从未达到饱和的 G_0 值降低 3 dB（因数为 2）时的放大器输出功率。假设 G_0>>1，证明由放大器饱和功率 $P_{amp,sat}$ 表示的输出饱和功率为：

$$P_{out,sat} = \frac{G_0 \ln 2}{(G_0 - 1)} P_{amp,sat}$$

11.5 由于增益常数a与频率有关，因而放大器增益也与频率有关，3 dB带宽（半高全宽FWHM）的定义是功率增益$G(\nu)$降低为原来一半时的频率。假设增益参数g具有高斯剖面，即：

$$g(\nu)=\frac{g_0}{1+4(\nu-\nu_0)^2/(\Delta\nu)^2}$$

等式中$\Delta\nu$是光带宽（增益剖面的谱宽），ν_0是最大增益频率。证明3 dB带宽2（$\nu-\nu_0$）和光带宽$\Delta\nu$的比率为：

$$\frac{2(\nu-\nu_0)}{\Delta\nu}=\left[\log_2(g_0/2)\right]^{-1/2}$$

其中$\log_2 X$是以2为底数X的对数。考虑放大器增益和光带宽的关系，此等式说明了什么问题？

11.6 假设光放大器的增益剖面为：

$$g(\lambda)=g_0 e^{-(\lambda-\lambda_0)^2/2(\Delta\lambda)^2}$$

等式中λ_0是峰值增益波长，$\Delta\lambda$是放大器增益的谱宽。如果$\Delta\lambda$=25 nm，λ_0处的峰值增益为30 dB，求放大器增益的FWHM（3 dB增益）。

11.7 (a) 比较信号波长为1545 nm，EDFA的泵浦波长分别为980 nm和1475 nm时PCE的理论最大值。并将所得结果与PCE=50.0%和75.6%或泵浦波长分别为980 nm和1475 nm时的实际测量值相比较；

(b) 利用(a)中给出的PCE的实际测量值，画出泵浦波长为980 nm和1475 nm、$0\leqslant P_{p,in}\leqslant 200$ mW时最大信号输出功率和泵浦功率的函数关系曲线。

11.8 假设有一个EDFA功率放大器，波长为1542 nm的输入信号功率为2 dBm，得到的输出功率为$P_{s,out}$=27 dBm。

(a) 试求放大器的增益；

(b) 所需的最小泵浦功率为多大？

11.9 (a) 了解光放大器中不同噪声机制的相对作用，计算工作增益为G=20 dB和30 dB时，（11.29）式中五个噪声项的值。假设光带宽等于自发辐射带宽（30 nm谱宽），并且使用下列参数值。

符号	参数	值
η	光电二极管的量子效率	0.6
$\mathcal{R}$	响应度	0.73 A/W
P_{in}	输入光功率	1 μW
λ	波长	1550 nm
$\Delta\nu_{opt}$	光带宽	3.77×10^{12} Hz
B	接收机带宽	1×10^{9} Hz
n_{sp}	自发辐射因子	2
R_L	接收机负载电阻	1000 Ω

(b) 为了了解接收机中使用窄带滤波器的影响，让$\Delta\nu_{opt}=1.25\times10^{11}$Hz（在1550 nm处为125 GHz），计算$G$=20 dB和30 dB时，（11.29）式中的五个噪声项的值。

11.10 在 0 ~ 30 dB 的增益范围内，画出由（11.36）式给出的损伤因子 $F(G)$ 对于放大器增益的函数关系曲线，假设光纤损耗为 0.2 dB/km，画一条平行于增益轴的距离轴，以显示与增益值相对应的传输距离。

11.11 考虑由 k 个光纤加 EDFA 的级联组合，如图 P11.11 所示：

(a) 证明路径平均信号功率为：

$$\langle P \rangle_{\text{path}} = P_{s,\text{in}} \frac{G-1}{G \ln G}$$

(b) 推导出由（11.35）式给出的路径平均 ASE 功率。

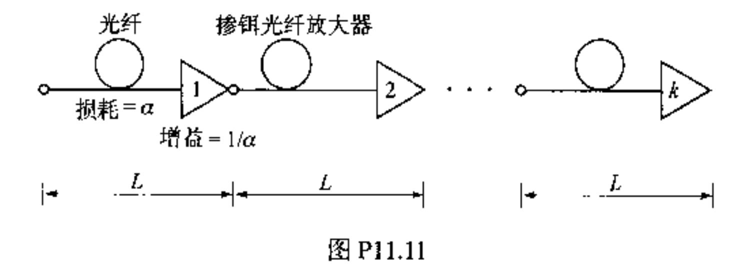


图 P11.11

11.12 考虑一个包含级联 EDFA 的长距离传输系统，假设 EDFA 工作在饱和区域，并且在这个区域中，增益 – 输入功率曲线的斜率为 −0.5，即输入功率变化 ±6 dB 时，增益变化 ±3 dB，链路具有下述工作参数。

符号	参数	值
G	标称增益	7.1 dB
$P_{s,\text{out}}$	标称输出光功率	3.0 dBm
$P_{s,\text{in}}$	标称输入光功率	−4.1 dBm

(a) 假设链路某一点的信号功率突然降落 6 dB，计算当衰减的信号相继通过 1、2、3、4 个放大器时的输出功率；

(b) 当信号功率突然降落 12 dB 时，重复上述计算。

11.13 载波频率为 ν_i 的光信号的电场为：

$$E_i(t) = \sqrt{2P_i} \cos(2\pi\nu_i t + \phi_i)$$

等式中 P_i 是载波频率为 ν_i 时的信号功率，ϕ_i 是载波相位。如果 N 个光信号以不同的频率 ν_i 沿一根光纤传输，证明信号功率为：

$$P_s = \sum_{i=1}^{N} P_{s,i} + \sum_{j}^{N} \sum_{k \neq j}^{N} 2\sqrt{P_j P_k} \cos(\Omega_{jk} t + \phi_j - \phi_k)$$

等式中 $\Omega_{jk}=2\pi(\nu_j-\nu_k)$ 表示拍频，此时载流子数目会发生振荡。

11.14 考虑一个增益为 26 dB，最大输出功率为 0 dBm 的 EDFA：

(a) 比较具有 1、2、4、8 个波长信道时每一个信道的输出信号功率，其中每个信号的输入功率为 1 mW；

(b) 如果泵浦功率加倍，各种情况下每一个信道的输出信号功率为多少？

11.15 回忆（7.51）式，误码率（BER）可以使用Q因数来表示，由（7.53）式得到：

$$Q=\frac{b_{\text{on}}-b_{\text{off}}}{\sqrt{\sigma_{\text{on}}^2}+\sqrt{\sigma_{\text{off}}^2}}$$

当热噪声占主要地位时，如第7章所看到的，有$\sigma_{\text{on}}^2=\sigma_{\text{off}}^2$。然而，由于EDFA中存在信号-ASE拍噪声，就会产生条件$\sigma_{\text{on}}^2>\sigma_{\text{off}}^2$，在这种情况下，（11.29）式中：

$$\sigma_{\text{off}}^2=\sigma_{\text{T}}^2+\sigma_{\text{shot-ASE}}^2+\sigma_{\text{ASE-ASE}}^2$$

以及：

$$b_{\text{on}}-b_{\text{off}}=(GI_s+I_N)-I_N=G\Re P_{s,\text{in}}$$

注意接收机的灵敏度P_R是在0和1均匀分布（P_s=$2P_R$）条件下，传输1比特信号功率的一半。证明使用Q因子表示的接收机灵敏度为：

$$P_R=h\nu B\left\{FQ^2+Q\left[\frac{2n_{\text{sp}}}{\eta}\left(\frac{G-1}{G^2}\right)\frac{\Delta\nu_{\text{opt}}}{B}+n_{\text{sp}}^2\left(\frac{G-1}{G}\right)^2\left(2\frac{\Delta\nu_{\text{opt}}}{B}-1\right)+\frac{4k_BT}{R_L(\eta q)^2G^2B}\right]^{1/2}\right\}$$

等式中F是由（11.34）式给定的噪声系数。

11.16 使用习题11.15给出的接收机灵敏度P_R的表达式，在增益范围10～40 dB内画出P_R与增益G的关系曲线，利用$\Delta\nu_{\text{opt}}$的下列值：2.5、12.5、125和675 GHz（对应的谱带通在1550 nm处分别为0.02、0.1、1和5 nm），取Q=6并且P_R的表达式中的参数取下列值。

符号	参数	值
η	光电二极管的量子效率	0.6
T	温度	300 K
λ	波长	1550 nm
B	接收机带宽	1.25 GHz
n_{sp}	自发辐射因子	2
R_l	接收机负载电阻	50 Ω

11.17 考虑习题11.15给出的接收机灵敏度P_R的表达式，对于足够大的G值，可以忽略热噪声，并且均方根表达式中的第一项与第二项相比较也很小。在这种情况下，对于$2\Delta\nu_{\text{opt}}$>>1，P_R的表达式成为：

$$P_R\approx h\nu\ BF\left\{Q^2+\frac{Q}{2\eta}\left(\frac{\Delta\nu_{\text{opt}}}{B}\right)^{1/2}\right\}$$

令Q=6（对BER=10^{-9}的情况），F取3 dB、5 dB和7 dB时，在$10\leqslant\Delta\nu_{\text{opt}}/B\leqslant1000$范围内画出$P_R$与相对光滤波器带宽$\Delta\nu_{\text{opt}}/B$的关系曲线。假设波长为1550 nm，光电二极

管的量子效率为0.5，电带宽为1.25 GHz。

11.18 如果输入功率和光带宽相对比较大，激光发送机中内在的相对强度噪声可以影响光放大器的噪声系数。在这种情况下，噪声系数F与$2n_{sp}$（当信号-ASE拍频是主要噪声时的噪声系数）的关系为：

$$\frac{F}{2n_{sp}}=1+\frac{P_{ASE}}{P_s}+\frac{(\mathrm{RIN})\Delta\nu_{opt}}{8}\frac{2B}{\Delta\nu_{opt}}+\frac{(\mathrm{RIN})\Delta\nu_{opt}}{4}\frac{P_s}{P_{ASE}}$$

等式中$P_{ASE}=n_{sp}h\nu\Delta\nu_{opt}$是ASE的噪声功率。其中，第三项来自RIN和ASE的相互作用，第四项来自RIN和信号的相互作用。运用$(\mathrm{RIN})\Delta\nu_{opt}$的下列值：0.01、0.1、1和10，在$-10\ \mathrm{dB}\leqslant P_s/P_{ASE}\leqslant 20\ \mathrm{dB}$范围内，画出$F/2n_{sp}$与$P_s/P_{ASE}$的函数关系曲线。

参考文献

1. S. Shimata and H. Ishio, *Optical Amplifiers and Their Applications*, Wiley, Chichester, UK, 1994.
2. C. R. Giles, M. Newhouse, J. Wright, and K. Hagimoto, eds., Special Issue on "System and Network Applications of Optical Amplifiers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 13, May 1995.
3. R. Giles and T. T. Li, "Optical amplifiers transform long-distance lightwave telecommunications," *Proc. IEEE*, vol. 84, pp. 870–883, June 1996.
4. M. Potenza, "Optical fiber amplifiers for telecommunication systems," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 34, pp. 96–102, Oct. 1996.
5. M. J. O'Mahoney, "Semiconductor laser optical amplifiers for use in future fiber systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, pp. 531–544, Apr. 1988.
6. T. Saitoh and T. Mukai, "Recent progress in semiconductor laser amplifiers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, pp. 1656–1664, Nov. 1988.
7. P. C. Becker, N. A. Olsson, and J. R. Simpson, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers*, Academic, New York, 1999.
8. H. Ghafouri-Shiraz, *Fundamentals of Laser Diode Amplifiers*, Wiley, New York, 1996.
9. A. Yariv, *Optical Electronics*, Saunders College Publ., Orlando, FL, 4th ed., 1991.
10. P. E. Green, Jr., *Fiber Optic Networks*, Prentice Hall, New York, 1993.
11. R. Ramaswami and P. Humblet, "Amplifier induced crosstalk in multichannel optical networks," *J. Lightwave Tech.*, vol. 8, pp. 1882–1896, Apr. 1990.
12. B. Clesca, D. Bayart, and J. L. Beylat, "1.5-μm fluoride-based fiber amplifiers for wideband multichannel transport networks," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 1, pp. 135–157, Mar. 1995.
13. T. J. Whitley, "A review of recent system demonstrations incorporating 1.3-μm praseodymium-doped fluoride fiber amplifiers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 13, pp. 744–760, May 1995.
14. J. Lucas, "Review: Fluoride glasses," *J. Mater. Sci.*, vol. 24, pp. 1–13, Jan. 1989.
15. (*a*) W. Miniscalco, "Erbium-doped glasses for fiber amplifiers at 1500 nm," *J. Lightwave Tech.*, vol. 9, pp. 234–250, Feb. 1991.
    (*b*) W. Miniscalco, "Optical and electronic properties of rare earth ions in glasses," in M. J. F. Digonnet, ed., *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, Dekker, New York, 1993, chap. 2, pp. 19–133.
16. E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers*, Wiley, New York, 1994.
17. (*a*) C.-C. Fan, J.-D. Peng, J.-H. Li, X. Jiang, G.-S. Wu, and B.-K. Zhou, "Theoretical and experimental investigations on erbium-doped fiber amplifiers," *Fiber & Integrated Optics*, vol. 13, no. 3, pp. 247–260, 1994.
    (*b*) F. Fontana and G. Grasso, "The erbium-doped fiber amplifier: Technology and applications," *Fiber & Integrated Optics*, vol. 13, no. 3, pp. 135–145, 1994.

18. B. Pedersen, K. Dybdal, C. D. Hansen, A. Bjarklev, J. H. Povlsen, H. Vendeltorp-Pommer, and C. C. Larsen, "Detailed theoretical and experimental investigation of high-gain erbium-doped fiber amplifier," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 2, pp. 863–865, Dec. 1990.
19. D. A. Chapman, "Erbium-doped fiber amplifiers," *Electron. & Commun. Eng. J.*, vol. 6, pp. 59–67, Apr. 1994.
20. ITU-T Recommendation G.662, *Generic Characteristics of Optical Fibre Amplifier Devices and Sub-systems*, July 1995.
21. C. Lester, A. Bjarklev, T. Rasmussen, and P. G. Dinesen, "Modeling of Yb-sensitized Er-doped silica waveguide amplifiers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 13, pp. 740–743, May 1995.
22. H. Masuda, S. Kawai, K.-I. Suzuki, and K. Aida, "Ultrawide 75-nm gain-band optical amplification with erbium-doped fluoride fiber amplifiers and distributed Raman amplifiers," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 10, pp. 516–518, Apr. 1998.
23. C. R. Giles and E. Desurvire, "Modeling erbium-doped fiber amplifiers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 9, pp. 271–283, Feb. 1991.
24. T. Li, "The impact of optical amplifiers on long-distance telecommunications," *Proc. IEEE*, vol. 81, pp. 1568–1579, June 1993.
25. G. R. Walker, N. G. Walker, R. C. Steele, M. J. Creaner, and M. C. Brain, "Erbium-doped fiber amplifier cascade for multichannel coherent optical transmission," *J. Lightwave Tech.*, vol. 9, pp. 182–193, Feb. 1991.
26. A. Hardy and R. Oron, "Signal amplification in strongly pumped fiber amplifiers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 33, pp. 307–313, Mar. 1997.
27. J. P. Gordon and L. F. Mollenauer, "Effects of fiber nonlinearities and amplifier spacing on ultra-long distance transmission," *J. Lightwave Tech.*, vol. 9, pp. 170–173, Feb. 1991.
28. (*a*) T. T. Ha, G. E. Keiser, and R. L. Borchart, "Bit error probabilities of OOK lightwave systems with optical amplifiers," *J. Opt. Commun.*, Vol. 18, pp. 151–155, Aug. 1997.
    (*b*) Y. K. Park and S. W. Granlund, "Optical preamplifier receivers: Applications to digital long-haul transmission," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 1, pp. 59–71, Oct. 1994.
29. F. Matera and M. Settembre, "Performance of optical links with optical amplifiers," *Fiber & Integrated Optics*, vol. 15, no. 2, pp. 89–107, 1996.
30. K. Inoue, "Crosstalk and its power penalty in multichannel transmission due to gain saturation in a semiconductor laser amplifier," *J. Lightwave Tech.*, vol. 7, pp. 1118–1124, July 1989.
31. A. E. Willner and S.-M. Hwang "Transmission of many WDM channels through a cascade of EDFAs in long distance links and ring networks," *J. Lightwave Tech.*, vol. 13, pp. 802–816, May 1995.
32. J.-C. Dung, S. Chi, and S. Wen, "Gain flattening of erbium-doped fiber amplifier using fiber Bragg gratings," *Electron. Lett.*, vol. 34, pp. 555–556, Mar. 1998.
33. H. S. Kim, S. H. Yun, N. Park, and B. Y. Kim, "Actively gain-flattened erbium-doped fiber amplifier over 35 nm using all-fiber acousto-optic tunable filters," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 10, pp. 790–792, June 1998.
34. H. Ono, M. Yamada, T. Kanamori, S. Sudo, and Y. Ohishi, "1.58-μm band gain-flattened erbium-doped fiber amplifiers for WDM transmission systems." *J. Lightwave Tech.*, vol. 17, pp. 490–496, Mar. 1999.
35. C. Delisle and J. Conradi, "Model for bidirectional transmission in an open cascade of optical amplifiers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 749–757, May 1997.
36. R. L. Mortenson, B. S. Jackson, S. Shapiro, and W. F. Sirocky, "Undersea optically amplified repeatered technology, products, and challenges," *AT&T Tech. J.*, vol. 74, pp. 33–46, Jan./Feb. 1995.
37. T. Otani, K. Goto, T. Kawazawa, H. Abe, and M. Tanaka, "Effect of span loss increase on the optically amplified communication system," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 737–742, May 1997.
38. A. K. Srivastava, Y. Sun, J. L. Zyskind, and J. W. Sulhoff, "EDFA transient response to channel loss in WDM transmission system," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 9, pp. 386–388, Mar. 1997.
39. D. H. Richards, J. L. Jackel, and M. A. Ali, "Multichannel EDFA chain control: A comparison of two approaches," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 10, pp. 156–158, Jan. 1998.

40. H. Suzuki, N. Takachio, O. Ishida, and M. Koga, "Dynamic gain control by maximum signal power channel in optical linear repeaters for WDM photonic transport networks," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 10, pp. 734–736, May 1998.
41. S. Y. Park, H. Y. Kim, G. Y. Lyu, S. M. Kang, and S. Y. Shin, "Dynamic gain and output power control in a gain-flattened erbium-doped fiber amplifier," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 10, pp. 787–789, June 1998.
42. M. J. Offside, J. E. Carroll, M. E. Bray, and A. Hadjifotiou, "Optical wavelength converters," *Electron. & Commun. Eng. J.*, vol. 7, pp. 59–71, Apr. 1995.
43. M. E. Bray and M. J. O'Mahoney, "Cascading gain-saturation semiconductor laser-amplifier wavelength translators," *IEE Proc.—Optoelectron.*, vol. 143, pp. 1–6, Feb. 1996.
44. T. Durhuus, B. Mikkelsen, C. Joergensen, S. L. Danielsen, and K. E. Stubkjaer, "All-optical wavelength conversion by semiconductor optical amplifiers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 942–954, June 1996.
45. S. J. B. Yoo, "Wavelength conversion technologies for WDM network applications," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 955–966, June 1996.
46. M. Asghari, I. H. White, and R. V. Penty, "Wavelength conversion using semiconductor optical amplifiers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 1181–1190, July 1997.
47. K. Obermann, S. Kindt, D. Breuer, K. Petermann, C. Schmidt, S. Diez, and H. G. Weber, "Noise characteristics of semiconductor optical amplifiers used for wavelength conversion via cross-gain and cross-phase modulation," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 9, pp. 312–314, Mar. 1997.
48. S. L. Danielsen, P. B. Hansen, K. E. Stubkjaer, M. Schilling, K. Wünstel, W. Idler, P. Doussiere, and F. Pommerau, "All optical wavelength conversion for increased input power dynamic range," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 10, pp. 60–62, Jan. 1998.
49. A. D'Ottavi, E. Iannone, A. Mecozzi, S. Scotti, P. Spano, R. Dall'Ara, J. Eckner, and G. Guekos, "Efficiency and noise performance of wavelength converters based on FWM in semiconductor optical amplifiers," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 7, pp. 357–359, Apr. 1995.
50. G. P. Bava, P. Debernardi, and G. Osella, "Frequency conversion in traveling wave semiconductor laser amplifiers with bulk and quantum well structures," *IEE Proc.—Optoelectron.*, vol. 143, pp. 119–125, Apr. 1996.
51. K. Obermann, I. Koltchanov, K. Petermann, S. Diez, R. Ludwig, and H. G. Weber, "Noise analysis of frequency converters utilizing semiconductor-laser amplifiers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 33, pp. 81–88, Jan. 1997.
52. D. F. Geraghty, R. B. Lee, K. J. Vahala, M. Verdiell, M. Ziari, and A. Mathur, "Wavelength conversion up to 18 nm at 10 Gb/s by four-wave mixing in a semiconductor optical amplifier," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 9, pp. 452–454, Apr. 1997.
53. S. J. B. Yoo, A. Rajhel, C. Caneau, R. Bhat, and M. A. Koza, "Multichannel polarization-independent wavelength conversion by difference-frequency-generation in AlGaAs waveguides," *OSA/IEEE OFC '97 Technical Digest*, pp. 78–80, Feb. 1997.
54. T. F. Morgen, J. P. R. Lacey and R. C. Tucker, "Widely tunable FWM in semiconductor optical amplifiers with constant conversion frequency," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 10, pp. 1401–1403, Oct. 1998.
55. J. M. Yates, J. P. R. Lacey, M. P. Rumsewicz, and M. A. Summerfield, "Performance of networks using wavelength converters based on FWM in semiconductor optical amplifiers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 17, pp. 782–791, May 1999.
56. I. Jacobs, "Dependence of optical amplifier noise figure on relative intensity noise," *J. Lightwave Tech.*, vol. 13, pp. 1461–1465, July 1995.

第12章 光 网 络

第9章的内容覆盖了点对点链路的性能细节，其中光纤系统仅简单地用于连接两个电信号处理设备的集合。本章将讨论更为复杂的网络，可用于区域网、城域网或广域网中，从而连接成百上千对传输容量及速度需求大相径庭的用户[1-8]。商务、财务、教育、健康、政府、保险和娱乐之类的公共机构对信息交换的需求迅速刺激了先进网络的发展。不断增强的计算机和数据存储设备，激发了信息交换的潜能，因为现在的计算机需要使用高速、高容量的网络进行互联[9-11]。

在12.1节中，我们描述了一些可用于光纤网络的基本拓扑结构，并考查了在它们之中进行选择的设计折衷。12.2节讨论了与光网络密不可分的SONET和SDH标准，这些标准规定了光信号的格式，从而使其可以由不同的网络所共享。基本的SONET/SDH特性包括标准数据帧结构、光接口规范和基本环型结构，同时给出了可由SONET/SDH环构成的网络结构。

为了同时接入到光网络中的一些结点，我们既可以采用频域方法也可以采用时域方法来实现。首先来看一下WDMA（WDM接入），它是一个频域实现的多址接入体系的例子。关于WDMA，12.3节提到了广播和选择网络，其中的光信号通过使用一个无源全光分配结构实现从源站发往其他大量的宿站。例如，每个站的发送机可以采用多个不同的波长进行传输，而接收机只采用一个光滤波器来接收所期望的、目的地为本站的波长。

为了克服广播和选择技术所带来的一系列问题，下一步讨论的是采用无源或是有源的方法将各个输入光波长路由到特定的目的地。12.4节讨论了这些波长路由网络，其中采用了波长变换技术。

设计一个WDM网络需要仔细地规划光纤选择、器件调谐、抗系统劣化的网络布局以及建立一个易于操作维护的网络等问题。12.5节将讨论到这些课题，其中包括了对不同的性能劣化效应（如光纤中的非弹性光子散射和非线性过程）的定义，还包括色散补偿的方案。除了这些作用，设计包含光放大器的WDM链路需要仔细考虑诸如带宽、BER需求和光信道串扰等因素，12.6节论述了这些问题。

更进一步的光通信技术包括孤子传输、光码分（code-division）多址接入（光CDMA）和超高速时分复用（TDM）。这些课题在12.7节至12.9节都有相应的论述。从本书的网站（见1.5.4节）可以发现该领域中发展的新课题。

12.1 基本网络

在深入研究网络细节之前，让我们简单地定义一些术语。可以将人们希望用来进行通信的一组设备称之为站，站可以是计算机、终端、电话或是其他通信设备，在网络领域，站又被称为数据终端设备（DTE）。为了建立站与站之间的连接，利用传输通道对其进行互联就形成了网络。在网络中，结点就是一条或多条通信线路的终结，也可以是站的连接点。拓扑就是通过信息传输信道建立网络从而连接结点的逻辑方式。通过一系列中间结点将信息从源站传送到宿站的过程则称为交换，选择的一条通过网络的合适路径称为路由。因此，一个交换式的通信网络由互联的结点集构成，从一个站进入网络的信息流通过结点间的交换而将其路由至目的地。当两个使用不同信息交换规则（协议）的网络互联以后，在两者的连接处采用一种称为路由器的设备，将一种协议的控制信息翻

译成为另一种协议的信息。

按照传统方法，网络可以分成以下三大类：

1. **局域网**（LAN）连接的用户位于一个本地区域，如一个部门、一栋大楼、一个办公室、一个工厂或是一个大学校园；
2. **城域网**（MAN）为一个城市内的或是大城市一个城区内的用户提供互联功能；
3. **广域网**（WAN）覆盖了从相邻城市连接到不同国家用户的广大地理范围。

这一节中我们将讨论用于光纤网络的星形、线形总线和环形拓扑结构，通过深入地分析功率损伤，我们还将比较LAN环境中的线形总线和星形结构的性能。光纤LAN中常用的协议是光纤分布式数据接口（FDDI）。12.2节中描述了SONET和SDH协议，它们被广泛应用于MAN和WAN中挂有活动结点的环网之上。

12.1.1　网络拓扑

图12.1给出了用于光纤网络的三种常用拓扑，它们是线形总线、环形和星形结构。三种拓扑中的每一个都有其内在可靠性、可扩展性和性能特征方面的优点和局限性。

在非光网络的总线网络中，如标准以太网，使用同轴电缆作为传输介质。这种网络的主要优点在于传输介质的完全被动特性，以及易于将低干扰（高阻抗）的抽头安装到同轴线路上而不影响网络运行的能力。与同轴总线相比，基于光纤的总线网络更难实现。原因在于没有像同轴抽头那样的光抽头来实现光信号与主干光纤链路的高效耦合。接入光数据总线需要一个耦合器件，该器件可以是有源的也可以是无源的，先由有源耦合器将数据总线上的光信号转换成电的基带信号，然后再进行诸如将附加数据插入信号流或传递已接收信号的数据处理工作。而无源耦合器却没有任何电器件，它用于将总线上的一部分光功率无源地抽取出来。如第10章中所介绍的2×2耦合器就是这种类型。

在环形拓扑中，前后相继的结点由一段段的点到点链路串成一个封闭的通路。数据分组（一组信息比特加开销比特）的格式信息在结点间沿着环路的方向传输。每个结点接口都是一个有源器件，该器件可以识别每个数据分组中的本站地址，从而接收消息，它还将不是寻址到本站的消息向前传递给下一站。

在星形结构中，所有结点采用一个中心结点或集线器进行连接。中心结点可以是无源器件也可以是有源器件，有源集线器可以控制发自网络中心结点的所有消息的路由。这种有源集线器对于绝大多数通信都发生在中心和边缘结点之间的情况非常有用；而对于附属站之间有信息交互要求，则是另外一种情况了。当边缘结点之间有大量的消息业务时，有源中心结点就会产生大量的交换负载。在无源中心结点的星形网络中，功分器则作为集线器将输入光信号分配到对应附属站的出线上。

12.1.2　无源线形总线的性能

为了评估无源线形总线的性能，我们检查一下沿传输通道的功率损耗的变化情况。我们考虑一个特殊接口或是一个特殊器件中损耗的功率百分比。首先，如3.1节所描述，在一段长度为x（以公里为单位）的光纤上，接收功率$P(x)$与发送功率$P(0)$之比A_0为：

$$A_0 = \frac{P(x)}{P(0)} = 10^{-\alpha x/10} \tag{12.1}$$

其中α为光纤损耗，单位是dB/km。

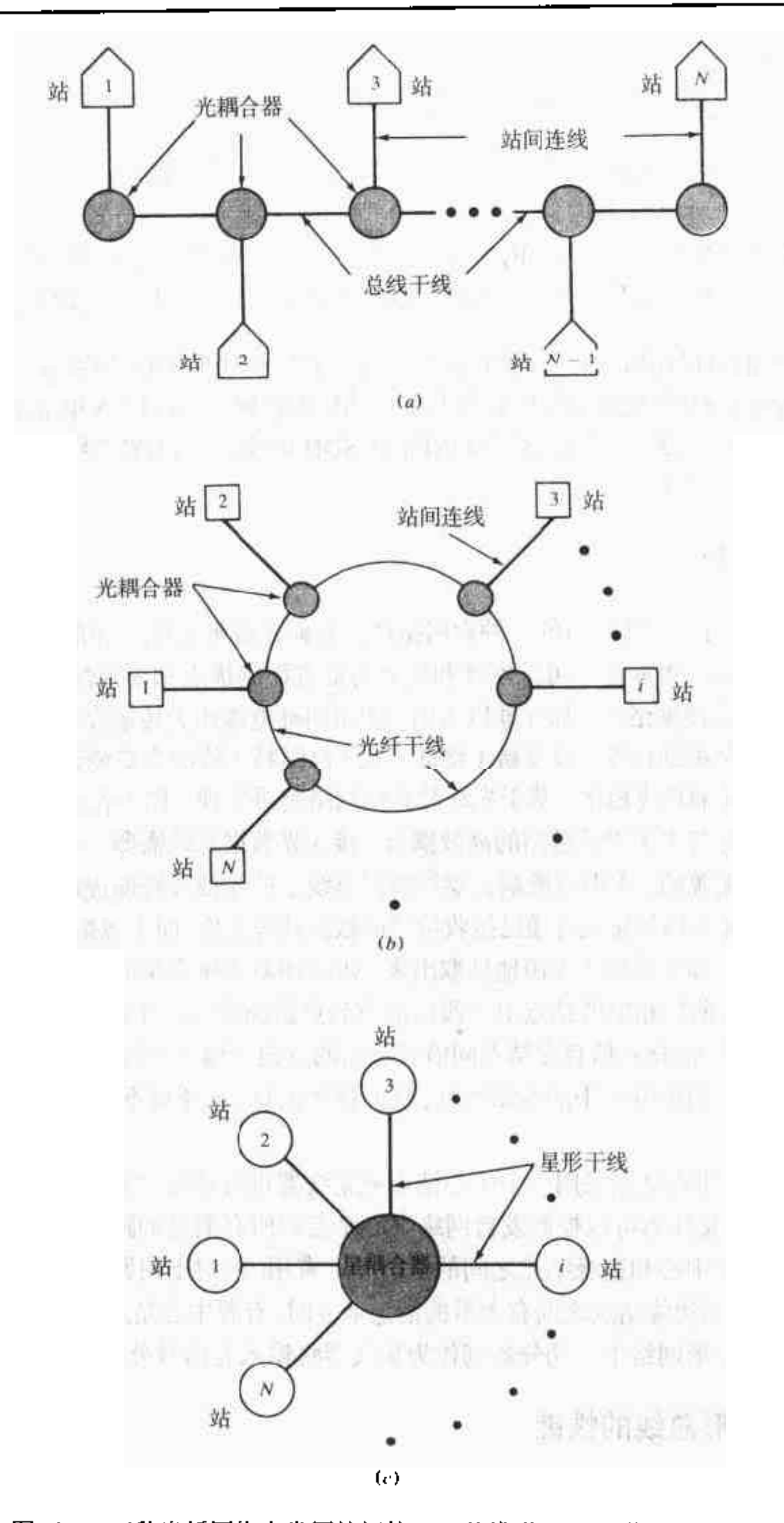


图 12.1　三种光纤网络中常用的拓扑：(a) 总线形；(b) 环形；(c) 星形

对用于线形总线的无源耦合器，其中的光功率损耗情况如图 12.2 所示。通常是级联两个方向耦合器，它们各有一个端口没有使用。为了简单起见，在图中没有表示出未用的端口。因此，耦合器有四个功能端口：两个将耦合器连接到光纤总线，一个用于接收抽取出的光，还有一个将抽出的光信号插入光纤总线，以保证非本站信号不滞留于本地接收机。如果每个端口在耦合时都有比例为 F_c 的插入损耗，则总的连接损耗 L_c 为：

$$L_c = -10\log(1 - F_c) \tag{12.2}$$

以20%的插入损耗为例，连接损耗L_c是1 dB；这表示每经过一个连接器光功率就下降1 dB。

用C_T表示从总线进入光检测器端口的功率百分比，从总线上抽取的功率称为抽头损耗，即：

$$L_{\text{tap}} = -10\log C_T \tag{12.3}$$

当耦合器是对称结构时，C_T就等于从端口进入总线的功率百分比。若从光源注入的功率是P_0，则耦合到总线的功率就是C_TP_0。因此，通常我们在计算中间结点的通过功率时，要考虑传输通道在总线耦合器中要通过两个抽头点，因为在器件的接收和发送抽头上都有部分光功率被提取出来。经过发送抽头的部分光功率进入无用端口，即从系统中损失了。所谓通过耦合损耗L_{thru}由下式给出：

$$L_{\text{thru}} = -10\log(1 - C_T)^2 = -20\log(1 - C_T) \tag{12.4}$$

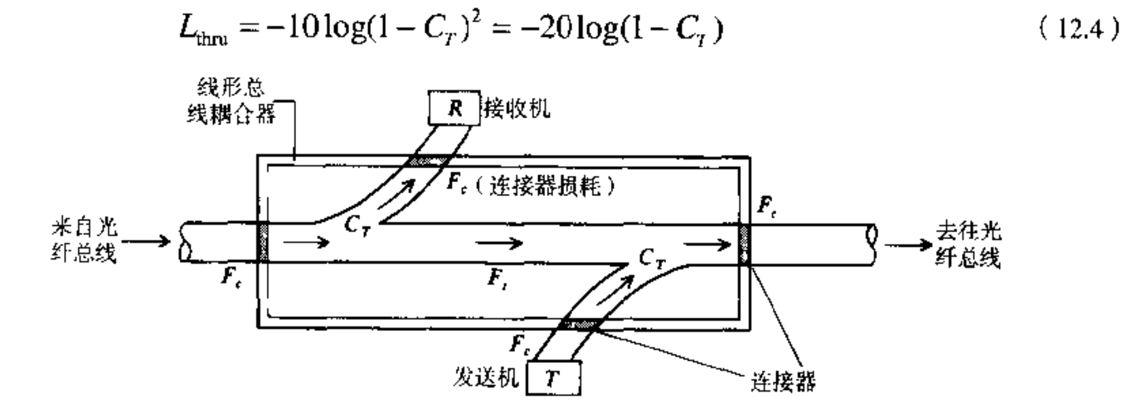


图12.2　由两个方向耦合器级联而成的无源线形总线耦合器所遇到的损耗

除了连接和抽头损耗之外，每个总线耦合器都有本征传输损耗L_i。如果耦合器失去的功率的百分比为F_i，则以分贝为单位的本征传输损耗L_i由下式给出，即：

$$L_i = -10\log(1 - F_i) \tag{12.5}$$

构成一个线形总线网络的各站通常由不同长度的总线相连。但为了分析的简便，我们考虑由N个间隔为L的均匀分布的站构成的单工线形总线网络，如图12.3所示。相邻站之间以分贝为单位的光纤损耗可由（12.1）式得出：

$$L_{\text{fiber}} = -10\log A_0 = \alpha L \tag{12.6}$$

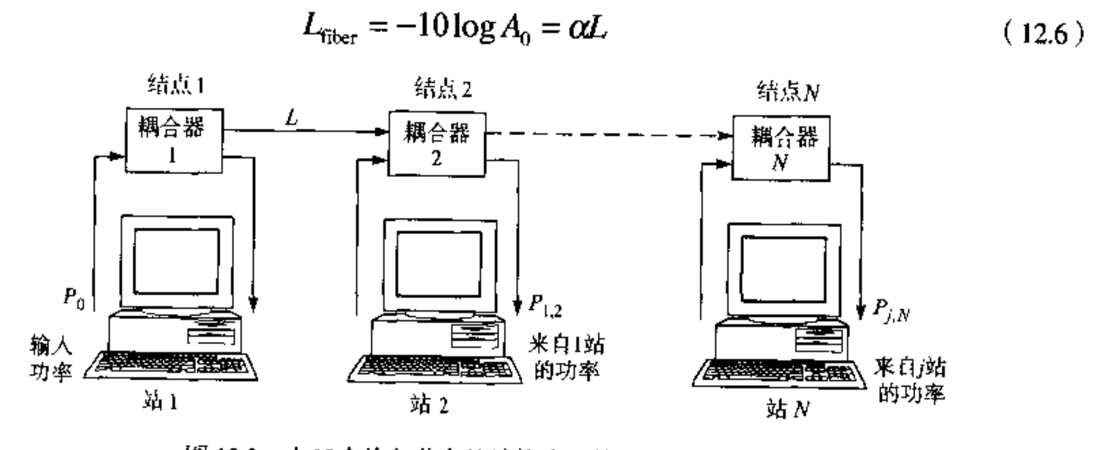


图12.3　由N个均匀分布的站构成的单工线形总线拓扑

其中术语“单工”指的是在这种配置中，信息流只允许从左向右传输。为了使每个站都能对两个方向通信（即所谓的全双工），必须使用另一个与之平行的总线和另外N个耦合器构成相似的结构，在第二个总线中，信息流从右向左传输。

为了进行功率预算，必须首先检查链路中每个连接元件的功率损耗百分比。下面的几个例子将以列表的形式提供以分贝为单位的功率预算。针对分段损耗法，我们以$P_{j,k}$来表示第k站接收到的由第j站发出的光功率。为了简便起见，假设总线上每一个终端都有总线耦合器，包括总线两端的站也不例外。

最小距离功率预算　相邻站之间的收发距离最小，如图12.3所示的1站和2站。若P_0是1站的发射光功率，则2站检测到的功率为：

$$P_{1,2} = A_0 C_T^2 (1 - F_c)^4 (1 - F_i)^2 P_0 \tag{12.7}$$

引起光功率损耗的因素有：

- 光纤的路径损耗A_0;
- 收发抽头的损耗，每个抽头的耦合效率为C_T;
- 4个连接点，每个连接都只通过$(1-F_c)$的光功率；
- 两个耦合器中，由于本征损耗，每个耦合器只通过$(1-F_i)$的光功率；

由（12.2）式、（12.4）式、（12.6）式，可以得出1站和2站之间的功率损耗，其对数表达式为：

$$10\ \log\left(\frac{P_0}{P_{1,2}}\right) = \alpha L + 2L_{\text{tap}} + 4L_c + 2L_i \tag{12.8}$$

最大距离功率预算　1站和N站之间的收发距离最大。在发送端，1站发射的光功率通过总线耦合器，从发送机尾纤进入第一段光纤的功率分量比例为：

$$F_1 = (1 - F_c)^2 C_T (1 - F_i) \tag{12.9a}$$

同样，在N站从总线进入检测器的功率分量比例为：

$$F_N = (1 - F_c)^2 C_T (1 - F_i) \tag{12.9b}$$

而对于（N–2）个中间站的每一个，通过每个站中耦合模块的光功率分量比例则为：

$$F_{\text{coup}} = (1 - F_c)^2 (1 - C_T)^2 (1 - F_i) \tag{12.10}$$

由于从进入耦合器到从耦合器输出的整个过程中，光功率经历了两次接头损耗、两次抽头损耗和一次本征损耗，将（12.9a）式、（12.9b）式和（12.10）式结合起来，再考虑N–1段中光纤的传输损耗，就可以得出N站接收到的来自1站的功率为：

$$\begin{aligned} P_{1,\text{N}} &= A_0^{N-1} F_1 F_{\text{coup}}^{N-2} F_N P_0 \\ &= A_0^{N-1} (1 - F_c)^{2N} (1 - C_T)^{2(N-2)} C_T^2 (1 - F_i)^N P_0 \end{aligned} \tag{12.11}$$

利用（12.6）式至（12.12）式，则这段链路的功率预算为：

$$10\log\left(\frac{P_0}{P_{1,N}}\right)=(N-1)\alpha L+2NL_c+(N-2)L_{\text{thru}}+2L_{\text{tap}}+NL_i$$

=[光纤+连接器+耦合器通过+插入/分出+耦合器本征]损耗

$$=N(\alpha L+2L_c+L_{\text{thru}}+L_i)-\alpha L-2L_{\text{thru}}+2L_{\text{tap}} \quad (12.12)$$

从最后一个表达式可以得出，线形总线中用分贝表示的线路损耗同站数N成线性关系。

例12.1 比较三种线形总线的功率预算，它们分别包含5、10和50个站。假设C_T为10%，则L_{tap}=10 dB，L_{thru}=0.9 dB，再令L_i=0.5 dB和L_c=1.0 dB。如果站与站相邻很近，例如500 m，则可能处于LAN中，其光纤损耗为0.2 dB，因为光纤在1300 nm处的损耗为0.4 dB/km。使用(12.12)式计算出的三种情况下的功率预算如表12.1所示。在实际计算时，最好采用计算机中的电子表格系统。

表12.1 三种线形总线功率预算的比较，它们所包含的站数分别为5、10和50个

耦合/损耗因子	损耗表达式	损耗值(dB)	5个站时的损耗值	10个站时的损耗值	50个站时的损耗值
源连接器	(12.2)式	1.0	1.0	1.0	1.0
耦合(抽头)损耗	(12.3)式	2 × 10.0	20.0	20.0	20.0
耦合器到光纤的损耗	(12.2)式	2(N−1) × 1.0	8.0	18.0	98.0
光纤损耗(500 m)	(12.6)式	(N−1) × 0.2	0.8	1.8	9.8
耦合器通过损耗	(12.4)式	(N−2) × 0.9	2.7	7.2	43.2
耦合器本征损耗	(12.5)式	N × 0.5	2.5	5.0	25.0
接收机连接器	(12.2)式	1.0	1.0	1.0	1.0
总损耗(dB)	(12.12)式	—	36.0	54.0	198.0

表12.1中的总损耗值已经绘制在图12.4上，可以看出，使用分贝表示的损耗值与站的数目成线性关系。

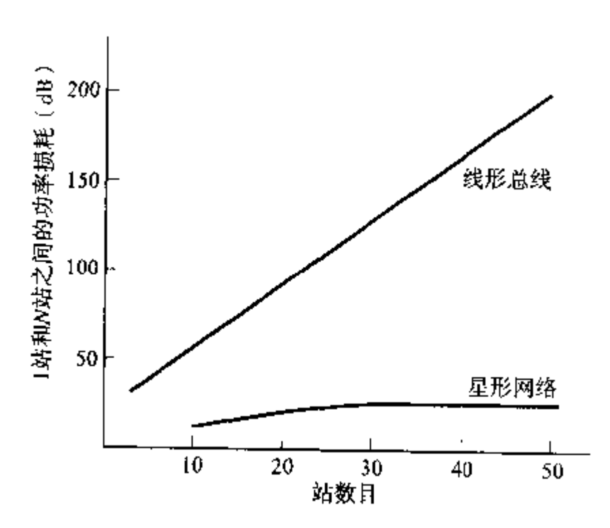


图12.4 随所含站数的变化，线形总线和星形拓扑中总损耗的变化

例12.2 考虑例12.1所示的总线网中的一个应用。假设总线速率为10 Mb/s，可以采用出光功率(从光纤尾纤)为−10 dBm的LED，或者是+3 dBm的半导体激光器。在

目的地使用的 APD 接收机，假设其工作于 1300 nm 和 10 Mb/s 速率时的检测灵敏度为 −48 dBm。当使用 LED 时，光源到光接收机之间的允许光功率损耗为 38 dB。从图 12.4 中可知，这种情况最多支持 5 个站的总线网；而当使用半导体激光器时，又多了 13 dB 的富余度，此时总线网最大站数为 8。

动态范围 由于线形总线的串行特性，某个结点上得到的光功率随着到源结点距离的增加而减小。因此，系统动态范围是一个值得关注的性能指标，它等于使总线上所有检测器都得以响应的光功率的最大范围。动态范围（DR）的最坏情况为（12.7）式与（12.11）式的比值，即：

$$\begin{aligned}\mathrm{DR} &= 10\log\left(\frac{P_{1,2}}{P_{1,N}}\right) = 10\log\left\{\frac{1}{[A_0(1-F_c)^2(1-C_T)^2(1-F_i)^{N-2}]}\right\} \\ &= (N-2)(\alpha L + 2L_c + L_{\mathrm{thru}} + L_i)\end{aligned} \tag{12.13}$$

因为 N 站接收的光信号中，来自 1 站和来自（$N-1$）站的功率电平是不同的（如 $P_{1,2}=P_{N-1,N}$）。

例 12.3 考虑例 12.1 所示的总线网，由（12.13）式可得，$N=5$ 时的动态范围是：

$$\mathrm{DR}=3[0.2+2(1.0)+0.9+0.5]\ \mathrm{dB}=10.8\ \mathrm{dB}$$

当 $N=10$ 时则是：

$$\mathrm{DR}=8[0.2+2(1.0)+0.9+0.5]\ \mathrm{dB}=28.8\ \mathrm{dB}$$

12.1.3 星形结构的性能

为了研究星形耦合器如何用于网络，先来看一下耦合器中光功率损耗的变化。10.2.4 节中已经给出了单个星形耦合器的工作原理。简单回顾如下，附加损耗定义为输入与总输出功率的比值，即光从输入端口到所有输出端口的耦合过程中所损失的功率分量。由（10.25）式可知，对于一个输入功率为 P_{in}、输出端口为 N 的星形耦合器，以分贝表示的附加损耗为：

$$\text{光纤星形附加损耗} = L_{\mathrm{excess}} = 10\log\left(\frac{P_{\mathrm{in}}}{\sum_{i=1}^{N} P_{\mathrm{out},i}}\right) \tag{12.14}$$

在理想的星形耦合器中，从任意端口输入的光功率都将平均分配到各个输出端口。总的器件损耗等于分配损耗加每个通道的附加损耗。以分贝表示的分配损耗为：

$$\text{分配损耗} = L_{\mathrm{split}} = -10\log\left(\frac{1}{N}\right) = 10\log N \tag{12.15}$$

为了得到功率平衡方程，我们采用如下的参数：

- P_S 是从光源耦合入纤的输出功率，单位为 dBm；
- P_R 是接收端为达到一定的误码率要求所需的最小接收光功率，单位为 dBm；

- α是光纤损耗；
- 所有站到星形耦合器的的距离都为L；
- L_c是用分贝表示的连接器损耗。

于是星形网络中连接两个站的链路功率平衡方程为：

$$P_S - P_R = L_{\text{excess}} + \alpha(2L) + 2L_c + L_{\text{split}}$$
$$= L_{\text{excess}} + \alpha(2L) + 2L_c + 10\log N \quad (12.16)$$

这里假设连接器损耗分别发生在接收和发送端。从上式可见，同无源线形总线相比，星形网中随着$\log N$增加，功率损耗的增加要慢得多。图12.4比较了两种结构的性能。

例12.4 分别考虑两个站数各为10和50的星形网，假设各站到星形耦合器的距离均为500 m，光纤损耗是0.4 dB/km。对10个站的网络附加损耗为0.75 dB，而50个站的网络中额外损耗为1.25 dB。连接损耗为1.0 dB。则对于N=10的网络，从（12.16）式可知，收发端之间的功率富余度为：

$$P_S - P_R = [0.75 + 0.4(1.0) + 2(1.0) + 10\log 10]\ \text{dB} = 13.2\ \text{dB}$$

而对于N=50的网络：

$$P_S - P_R = [1.25 + 0.4(1.0) + 2(1.0) + 10\log 50]\ \text{dB} = 20.6\ \text{dB}$$

使用例12.2所给出的发送功率和接收灵敏度值，可以发现采用LED作为光发送机，就可满足50个站的网络对损耗的要求。与此相比，在线形总线中即使采用半导体激光器，也无法满足10个站的网络对功率预算的要求。

12.2 SONET/SDH

随着光传输线路的出现，数字时分复用（TDM）方案的进一步演化即出现了标准的信号格式，该格式在北美称为同步光网络（SONET），在其他国家和地区则称为同步数字系列（SDH）。本节侧重于讲解SONET/SDH的基本概念、它的光接口以及基本网络实现。讨论的目标仅限于SONET/SDH中与光传输线路和光网络相关的物理层特性，而对于数据的详细格式、SONET/SDH的操作规范以及它同交换方式的关系（如异步转移模式ATM与SONET/SDH），这些都超出了本书的范畴，感兴趣的读者可查阅参考文献13～15。

12.2.1 传输格式和速率

在80年代中期，美国的一些服务提供商开始致力于开发一种在多业主（multiple-owner）干线网中允许不同提供商的光纤传输设备互通的标准。这很快发展成为一种国际性行为，当关于实现方法的很多不同观点得到和解时，随之产生了有关SONET的ANSI T1.105标准[16]和关于SDH的ITU-T建议。这里最关注的是ANSI T1.105.06标准和ITU-T G.957建议。虽然两者在实现上有一些差异，但是所有的SONET规范还是与SDH建议兼容的。

图12.5给出了SONET的基本帧结构。这是一个由9行、90列字节构成的二维结构，其中的一个字节等于8比特。在SONET标准的术语中，所谓“段”连接了相邻的设备，“线”是指比段长一

些的连接两个SONET器件的链路。而“通道”则是一个完全的端到端连接。基本SONET帧的周期为125 μs，因此基本SONET信号的传输比特速率为：STS-1=（90字节/行）(9行/帧)(8比特/字节)(125 μs/帧)=51.84 Mb/s。该信号称为STS-1信号，STS表示同步传输信号，所有的SONET信号都是这个速率的整数倍，STS-N信号的比特速率为51.84 Mb/s的N倍。当采用STS-N信号调制光源时，先对逻辑STS-N信号进行扰码以减少长连0和长连1，这样在接收机中便于时钟的恢复。经过电光变化后的物理层光信号称为OC-N，OC表示光载波。实际中更普遍的是采用OC-N链路表示SONET链路。N值在1到255之间变化的生成算法都已提出，但ANSI T1.105标准认可的N值仅为1、3、12、24、48和192。

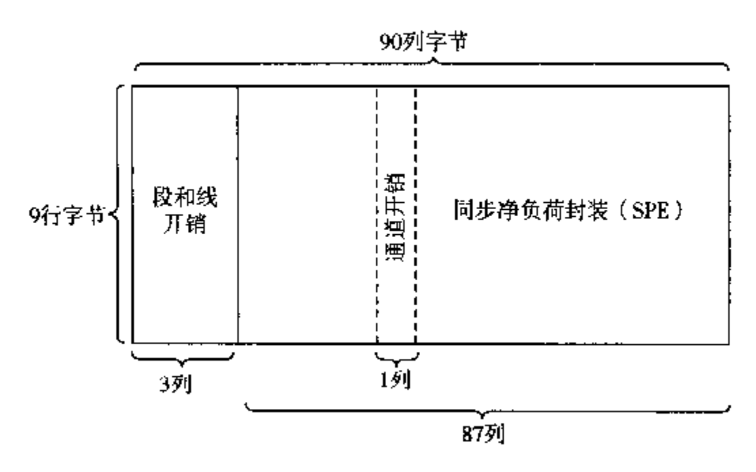


图 12.5 SONET中STS-1的基本帧结构

在SDH中基本速率等于STS-3，或155.52 Mb/s，称为同步传输模式-等级1（STM-1），更高的速率表示为STM-M。（注：尽管SDH标准中使用“STM-N”的记号，但这里为了在比较SDH和SONET时避免歧义，采用了“STM-M”的记号）ITU-T建议中支持的M值为1、4、16和64，它们相当于SONET OC-N信号，N=3M（如N=3、12、48和192）。这表明，为了保持SONET与SDH相兼容，实际采用的N值都是3的倍数。类似于SONET，SDH也先对逻辑信号进行扰码；但不同于SONET的是，SDH不区分逻辑电信号（如SONET中的STS-N）和物理光信号（如OC-N），因此这些信号都记为STM-M。表12.2给出了常用的OC-N和STM-M值。

表 12.2 常用的SONET和SDH传输速率

SONET等级	电等级	线路速率（Mb/s）	相应的SDH
OC-1	STS-1	51.84	—
OC-3	STS-3	155.52	STM-1
OC-12	STS-12	622.08	STM-4
OC-24	STS-24	1244.16	STM-8
OC-48	STS-48	2488.32	STM-16
OC-96	STS-96	4976.64	STM-32
OC-192	STS-192	9953.28	STM-64

如图12.5所示，帧结构中的前3列传输的开销字节承载了网管信息，剩下的87列为承载用户数据的同步净负荷封装（SPE）和9个字节的通道开销（POH）。POH支持性能监视、统计、信号标记、寻迹功能和一个用户通道。这9个通道开销字节总是排成1列，它们可以出现在SPE中的任何位置。值得注意的是SONET/SDH的同步字节间插复用特性（这不同于早期TDM标准中的异步

比特间插），它可以实现光网络中信息通道的分插复用（见12.2.4节）。

当N值大于1时，帧结构的列数是原来的N倍，行数仍然是9行。如图12.6所示，一个STS-3（或称STM-1）的帧结构包含270列，其中前9列为开销信息、后261列为净负荷数据。在SONET和SDH中，线和段开销的定义是有区别的，因此当两者互通时需要一个翻译机制。为了进一步了解有关帧结构和净荷区承载方案的细节，感兴趣的读者可以参阅SONET和SDH的规范[16,17]。

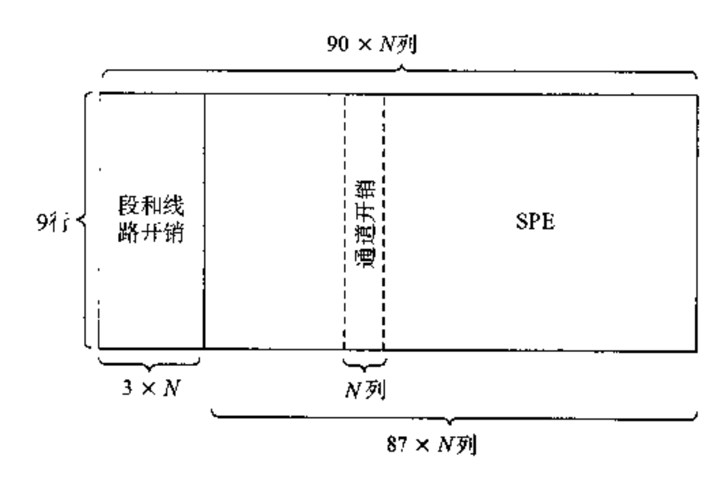


图12.6　SONET中STS-N帧的基本格式

12.2.2　光接口

为保证不同制造商的设备能够互通，SONET和SDH规范提供了光源特性、接收灵敏度以及不同类型光纤的传输距离特征。表12.3给出了标准定义的6种传输距离，它们在SONET和SDH中所用的术语各不相同。

表12.3　“长途”、“甚长途”和“超长途”的传输距离，及其在SONET和SDH中的表示；光纤类型由ITU-T G.652、G.653和G.655所规范（见参考文献17）

传输距离	SONET术语	SDH术语
≤ 2 km	短距离	局间
15 km	中距离	短途
40 km（1310 nm）	长距离	长途
80 km（1550 nm）		
120 km（1550 nm）		甚长途
160 km（1550 nm）		超长途

ANSI T1.105.06和ITU-T G.957中指定的光纤分为如下3类：

- 折射率渐变、位于1310 nm窗口处；
- 常规非色散位移单模光纤、用于1310 nm和1550 nm窗口；
- 色散位移单模光纤、用于1550 nm窗口。

表12.4给出了传输距离大于80 km[17a]时有关波长范围和传输损耗的规范。

针对表12.4中不同等级的损耗和色散特性，可采用的光源包括发光二极管（LED）、多模纵向（MLM）激光器和单模纵向（SLM）激光器。在ANSI T1.105.06和ITU-T G.957中给出了光源的各种谱参数，而这里仅提供其中的出射功率范围，表12.5给出了传输速率从基群到OC-48或STM-16

(2.5 Gb/s）的光功率。系统的误码率指标是当速率低于1 Gb/s时不超过10^{-10}，而当速率更高或系统性能要求更高时不超过10^{-12}，该性能的链路功率损伤不大于1 dB。

规范给出的接收机灵敏度是最坏情况下的，即寿命终了值，它定义为达到10^{-10} BER所需的平均最低可接收光功率。该值考虑了消光比、脉冲上升和下降时间、光源间传损耗、接收机连接器损耗和测量容限。接收灵敏度中并没有考虑到有关色散、抖动或光路径反射的功率损伤，因为这些都包括在最大光路径代价中。表12.5中列出了直到80 km（长途）的接收机灵敏度。

表12.4 传输距离高达80 km时的波长范围和光纤损耗

传输距离	1310 nm 窗口	1550 nm 窗口	1310 nm 处的损耗	1550 nm 处的损耗
≤ 15 km	1260 ~ 1360 nm	1430 ~ 1580 nm	3.5 dB/km	未规定
≤ 40 km	1260 ~ 1360 nm	1430 ~ 1580 nm	0.8 dB/km	0.5 dB/km
≤ 80 km	1280 ~ 1335 nm	1480 ~ 1580 nm	0.5 dB/km	0.3 dB/km

使用高功率激光器可以实现较长距离的传输。为了兼顾对眼安全（eye-safety）的标准，耦合入纤功率有一个上限。若最大输出功率（包括ASE）限制在3A级，即+17 dBm，则采用ITU-T G.655光纤的单波长最大传输距离为160 km。

在WDM链路中，随着波长数的增加，最大传输距离在不断下降，这是因为每个波长通道允许的光功率下降了。ITU-T G.692建议描述了这一条件[17]，该建议中定义了速率上至OC-48/STM-16的4、8和16个信道系统的接口参数，建议中采用ITU-T G.652、G.653和G.655建议所描述的光纤，标称跨度为80、120和160 km。（注：用于32及更多信道、OC-192/STM-64的速率和双向传输的标准正在制定中）。采用+17 dBm的总功率容限，每个波长的最大标称光功率如表12.6所示（参见ITU-T建议G.692）。

表12.5 传输距离达到80 km的不同速率的光源输出范围和接收灵敏度（见参考文献17d）

距离	SONET速率	SDH速率	光源输出范围（dBm）	接收灵敏度（dBm）
≤ 15 km	OC-3	STM-1	−15~−8	−23
	OC-12	STM-4	−15~−8	−23
	OC-48	STM-16	−10~−3	−18
≤ 40 km	OC-3	STM-1	−15~−8	−28
	OC-12	STM-4	−15~−8	−28
	OC-48	STM-16	−5~0	−18
≤ 80 km	OC-3	STM-1	−5~0	−34
	OC-12	STM-4	−3~+2	−28
	OC-48	STM-16	−2~+3	−27

表12.6 基于总功率容限为+17 dBm的每个波长通道的最大标称光功率（参见ITU-T建议G.692，Oct.1998，参考文献17f）

波长（信道）数	每个信道的标称功率（dBm）
1	17.0
2	14.0
3	12.2
4	11.0
5	10.0
6	9.2
7	8.5
8	8.0

12.2.3 SONET/SDH环

SONET和SDH的主要特点是其通常可以配置成环。当设备或链路发生故障时，就可采用环回分集实现不中断业务保护。SONET/SDH环通常称为自愈环，因为某一通道中的业务流可以根据链路段的故障或劣化情况自动切换到另一个可变或者固定的通道。

可以将SONET/SDH环分为8种可能的类型，而每一类均有两种可以互换的结构，它们具有三个主要特征。第一，环上连接结点的光纤可以是二纤也可以是四纤；第二，运营信号可以只沿顺时针方向（称为单向环）传输，也可以沿环上的两个方向（称为双向环）；第三，保护切换可以采用线路切换也可以采用通道切换的方案[18-21]。当链路发生故障或劣化时，线路切换将整个OC-N上的信号都转移到保护光纤中；与此对应，通道切换只能将OC-N中一个净荷通道（如OC-12信道中的STS-1子信道）切换到另一个通道。

在8种可能的环类型组合中，下面两种结构是SONET和SDH网络中最普遍采用的，即：

- 二纤、单向通道切换环（二纤UPSR）
- 二纤或四纤、双向线路切换环（二纤或四纤BLSR）

括号中给出了这些配置的常用缩写，它们分别对应了单向或双向自愈环（USHR或BSHR）。

图12.7中所示为二纤单向通道切换环网。为了方便起见，单向环中工作业务沿顺时针方向传输，即在主通道上传输。例如，从结点1到结点3的连接使用了链路1和链路2，而从结点3到结点1的业务流通过链路3和链路4传输。因此，两个结点间的通信利用了环的整个周长方向上特定的带宽容量。若结点1和结点3在OC-12环上以OC-3速率交换信息，则它们使用了环中主通道上容量的1/4。在单向环中，逆时针通道仅作为可变路由，以便在链路或结点出现故障时保护通道，其中的保护通道（链路5～8）用虚线标出。为实现保护，从发送结点出来的光信号同时输入主用和保护光纤，这样就建立了一个指定的保护通道，业务流在其中逆时针传输，如图12.7所示，称为通过链路5和链路6的1、3结点通道保护。

结果如图12.7(b)所示，从某个结点发出的同样的信号从不同的方向、以不同的传输时延到达目的地。接收机通常选择来自主用通道的信号，当然它也在不断比较两个方向信号的保真度，在出现主用信号丢失或是服务劣化时即选择另一路信号。因此，每个通道都是基于信号性能而独立切换的。例如，一旦通道2中断或是结点2出现设备故障，则结点3将切换到保护通道，以接收来自结点1的信号。

图12.8给出了四纤双向线路切换环。其中，两个主用光纤环（标注为1p到8p）用于常规双向通信，而另外两个辅助光纤环则是用于保护的备用链路（标注为1s到8s）。与二纤UPSR不同，四纤BLSR在容量上占有优势，因为它使用了两倍于前者的光纤，而且两个结点间的业务流仅仅在环的一部分中传输。让我们来看一下结点1和结点3之间的连接情况，从结点1到结点3的业务流按顺时针方向沿链路1p和2p传输，而从结点3到结点1的返回路径上，业务流却是按逆时针方向沿链路7p和8p传输。因此，结点1、结点3间的信息交换不会占用另一半环中的主用通道带宽。

为了了解四纤BLSR中备用链路的功能及其通用性，首先考虑一下主用环上结点3、结点4中某个发送或接收电路板失效的情况。此时，受影响的结点检测到无光条件后将与之相连的两根主用光纤都切换到备用光纤，如图12.9所示。因此结点3、结点4之间的保护段也成为了主用双向环的一部分。当结点3、结点4间的主用光纤中断时，也会发生上述相同的再配置现象。注意，在任何情况下，其他链路情况都不会不变。

现在假设一个结点完全失效，或是某一跨中所有的主备用光纤都失效，这时有可能发生在两结点间所有光纤位于相同光缆护套中的情况。此时，失效段两端的结点都将其收发设备从主用通道切

换到备用通道，从而将业务流反向传输到目的地。结果又形成了一个封闭的环，但此时主用、备用光纤都使用整个环，如图 12.10 所示。

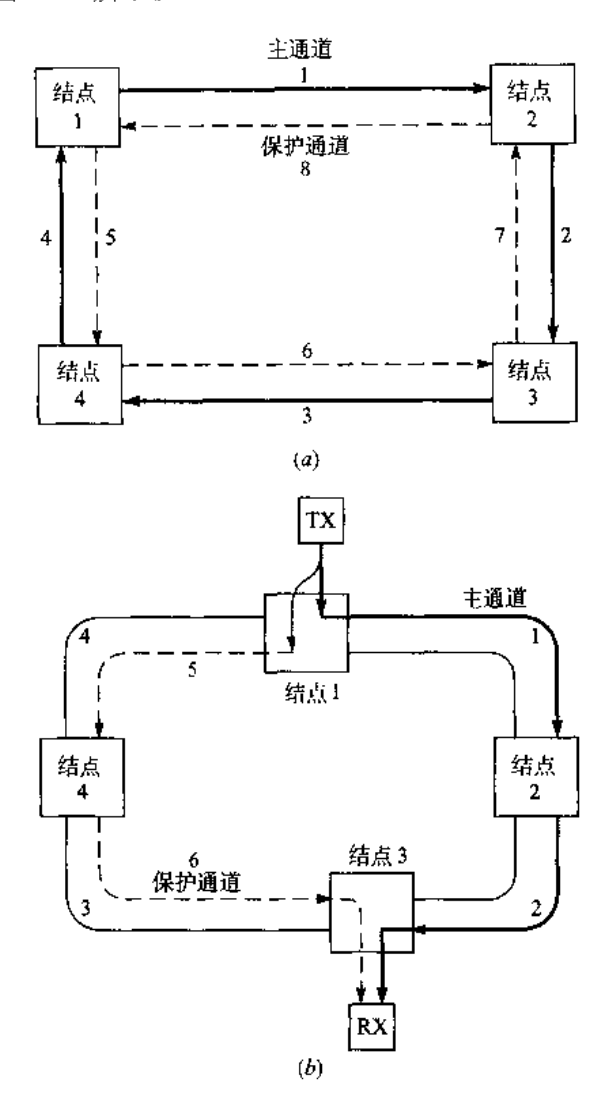


图 12.7 (a) 一般的双纤单向网路与逆时针方向的保护通道；(b) 从结点 1 到结点 3 的主用和保护通道业务流

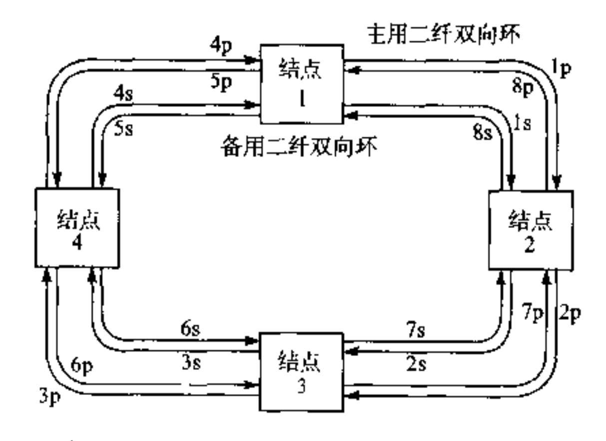


图 12.8 四纤双向线路切换环（BLSR）的结构

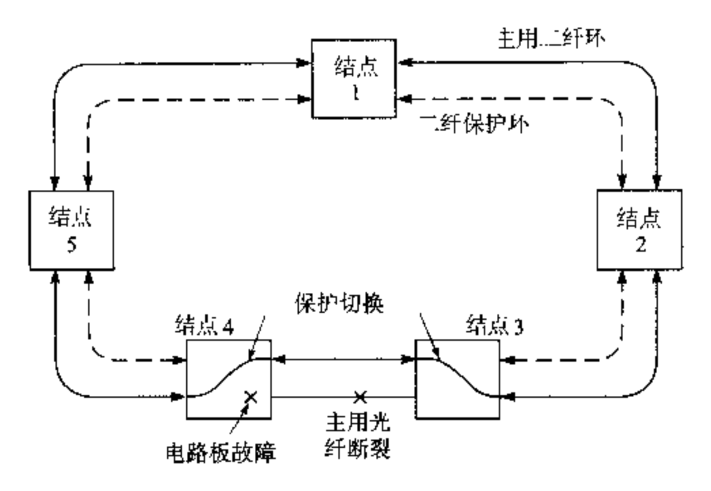


图12.9　在收发器或线路出现故障时，四纤BLSR的重配置

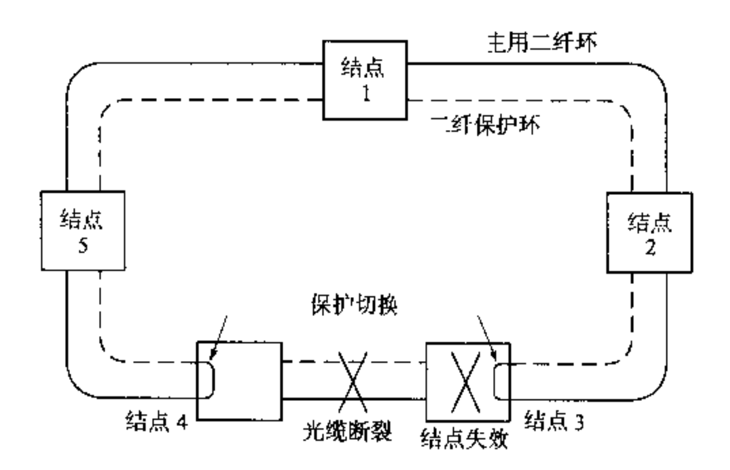


图12.10　在结点失效或是光缆故障时，四纤BLSR的重配置

12.2.4　SONET/SDH网络

市场上可以购买到的SONET/SDH设备允许构成不同的网络结构，如图12.11所示。例如，配置成点对点链路、线形链路、单向通道切换环（UPSR）、双向线路切换环（BLSR）和环际互联。可以使用OC-192的四纤BLSR构成一个国家主干网，该网络连接了许多不同城市中的OC-48环。OC-48环又可以连接一些本地的低速率OC-12或OC-3环，也可以连接线形链路。因此，这些设备所提供的速率和地域范围就有可能极为宽广。每个环都有自己独立的故障恢复机制和SONET/SDH网管功能。

分插复用器（ADM）[22]是一个重要的SONET/SDH网络设备。这种设备是一个完全同步的、面向字节的复用器，可以分接和插入OC-N信号中的子信道。图12.12从概念上阐述了ADM的功能，若干的OC-12和OC-3复用进入OC-48数据流。在ADM设备中，一些子信道可以将其单个地分接出来、而另一些又可以将其插入。例如，在图12.12中，作为OC-48信道的一部分，1个OC-12和2个OC-3进入最左边的ADM；在第一个ADM设备上，OC-12已直通过去，而2个OC-3却被分接下来；然后，另外2个OC-12和1个OC-3连同直通的OC-12一起复接成1个OC-48（未满），送到下游的另一个ADM设备中。

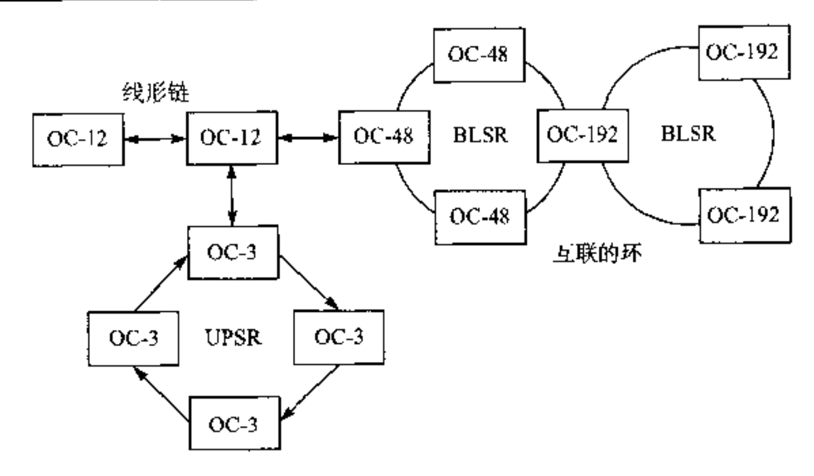


图 12.11　大型 SONET 网络的一般结构，它由线形链以及各种不同类型的环互联组成

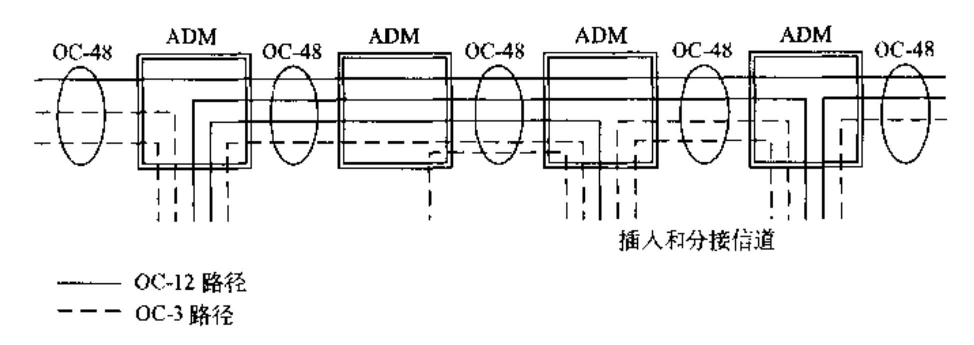


图 12.12　应用于 SONET 的分插复用器的功能概念

SONET/SDH 结构也可以采用多波长复用来实现。如图 12.13 所示，一个密集 WDM 系统由 n（例如 n 可以为 16）个不同波长的 OC-192 主干环构成。从每个 OC-192 发送机输出的不同波长光波首先通过可变衰减器进行功率均衡，然后将其送入波长复用器，通过可选用的后置光放大器进行放大后，送入传输光纤中。在传输线路中或是接收端还可以选用光放大器。

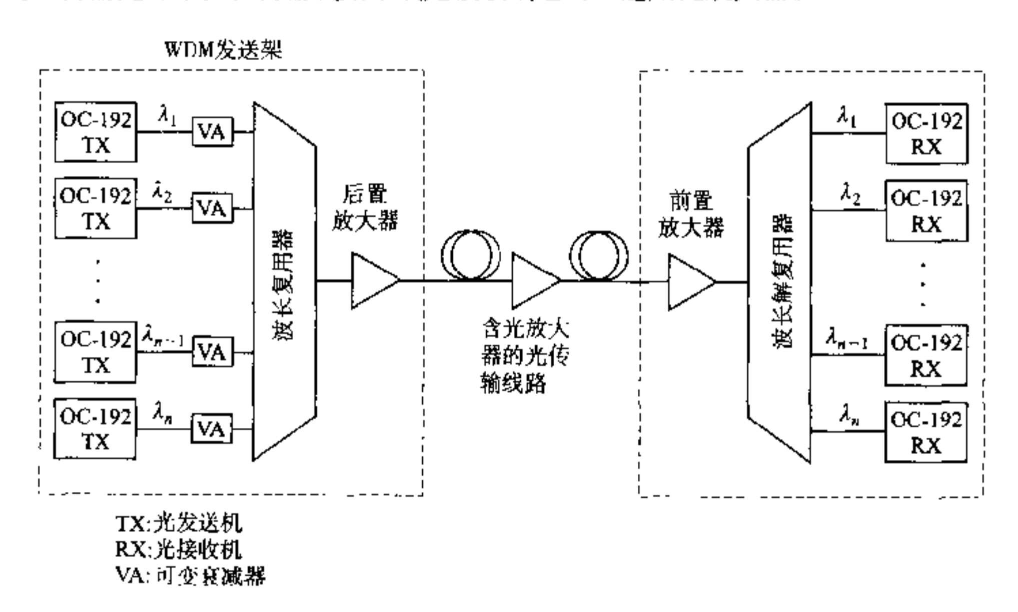


图 12.13　由 n 个波长的 OC-192 主干环构成的密集 WDM 设备

12.3 广播选择WDM网络

为了进一步实现光纤的潜在传输容量，研究人员正在寻求一种全光WDM网络，以扩展架构于诸如SONET网络结构之上的通信网络的通用性。这类全光WDM网可以划分为广播选择网以及波长路由网[8,23]。一般情况下，广播选择网采用无源星形、总线型光耦合器或波长路由器以实现本地应用；而有源光器件构成了应用于广域的波长路由网。这一节着重讨论广播选择网，在12.4节中将讨论波长路由网的体系结构。广播选择网又可以分为单跳和多跳网络两类。单跳是指网络中的信息传输以光的形式到达目的地，而无须在任何中间结点转换成电的形式；相反，在多跳网中会有中间结点的光电变换。

12.3.1 广播选择单跳网

图12.14给出了两种基于WDM的本地网的不同物理结构，其中，N组收发送机与一个星形耦合器或是一个无源总线相连，每个发送机采用一个固定波长发送，来自不同结点的所有传输信息在无源星形耦合器或总线中合成，然后送给所有的接收机。

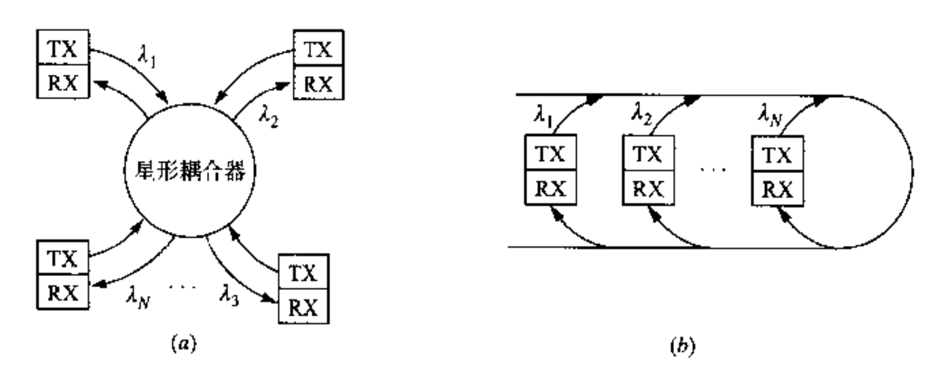


图12.14 两种基于WDM的不同本地网的物理结构：(a) 星形；(b) 总线

每个接收机都监视所有的波长，并将寻址到自身的那个波长用可调滤波器选出。这种配置除了可以支持点对点链路外，还可以支持一个发送机对多个结点发送相同信息的多播和广播业务。图12.15阐述了星形网的概念。位于结点4和结点2的工作站利用波长λ_2进行通信，同时结点1的用户利用λ_1向位于结点3和结点5的工作站广播信息。相同的概念也适用于总线结构，尽管在星形和总线结构中损耗不同。

图12.15中建立的WDM网有一个值得注意的好处，就是对协议的透明性。这表示不同的通信结点集合可以采用不同的信息交换规则（协议），而不受网络中其他结点的影响。这类似于在标准时分复用电话线路中，语音、数据或传真业务利用不同的时隙传输而互不影响，不同的是此处的速率可以大不相同。

虽然单跳广播选择网的结构相当简单，但是它需要仔细协调不同结点间的动态协作过程。例如，当网络已经建成，而且其中一个发送机采用某个固定波长发送自己的信息时，需要告知目标站的接收机有发往它的消息，以便于接收机调谐到对应的波长。同时，还需要解决两个站及不同波长同时向一个接收机发送信息的冲突。

其他情况下，如果结点采用固定的波长接收而发送机的波长可变，则两个发送站需要协调它们之间的传输，以避免同一个波长上的信息流碰撞。更详细的讨论超出了本书的范围，但可以在参考文献[5-8,23]中找到。

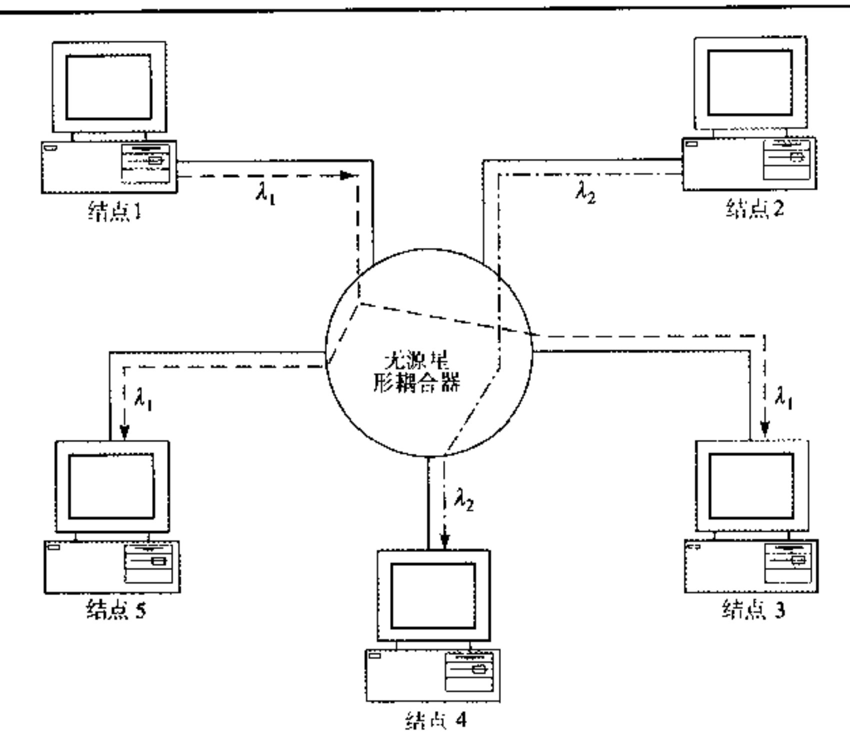


图 12.15 单跳广播选择网的结构

12.3.2 广播选择多跳网

需要快速可调谐的激光器或光滤波器是单跳网的一个缺点，多跳网的设计避免了这一需要。多跳网中一般没有各个结点对间的直通通道，每个结点都有少量的固定或可调光发送机和接收机。图12.16给出了一个采用4个结点的广播选择多跳网的例子，其中每个结点用2个固定波长发送、用另外2个波长接收。各站只能向可调谐其发射的两个波长之一的结点直接发送信息，而发往其他站的信息则不得不通过中间站进行路由。

为了使这种操作可视化，考虑一种非常简单的传输方案，其中的消息是以如图12.17所示的分组形式发送的，每个分组都由首部和数据域构成，其中首部包含源和目的标识符（如路由信息）以及其他控制比特。在每个中间结点，光信号都将转换为电的形式，并且解码地址首部以检查其中的路由信息，该信息将决定分组的去向。利用这种路由信息，分组将在电域中交换到相应的光发送机，从而将其正确地传递到逻辑链路上的下一个结点，直至最终目的地。

从图12.16中可以看到业务流的流向，如果结点1要向结点2发送消息，它首先用波长λ_1将消息发往结点3，然后，结点3用λ_2将消息传递给结点2。不同于单跳网，采用这种方案不会出现目的地冲突或是分组碰撞，因为每个波长信道针对一个特殊的源、目的链路。但是当结点间通信需要经过H跳时，网络容量开销至少为$1/H$。

12.3.3 洗牌网多跳网

建议多跳波长网使用多种不同的拓扑结构，其中有洗牌网（ShuffleNet）[24-26]、德布鲁因（de Bruijn)图[27]和环型曼哈顿街区网（the toroidal Manhattan Street Network）[28]。这里将考虑洗牌网的例子。

一种称为洗牌的方案被广泛应用于多处理器系统中，从而构成处理器互联的模式[29]。将其扩展

到光网络中，用于构成由 k 列、每列 p^k 个结点的圆柱状逻辑配置，其中 p 是每个结点中固定收发设备对的数目，则总的结点数为：

$$N = kp^k \tag{12.17}$$

其中 k=1，2，3,…，且 p=1、2，3,…。因为每个结点需要 p 个波长发送信息，所以网络所需的总波长数 N_λ 为：

$$N_\lambda = pN = kp^{k+1} \tag{12.18}$$

图 12.18 描述了一个(p, k)=(2，2)的洗牌网，其中第$(k+1)$列表示沿着圆柱实现了与第 1 列的完全重合。本例中共有 8 个结点和 16 个波长。

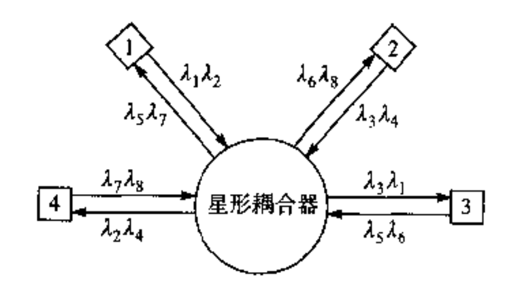


图 12.16 多跳广播选择网中的业务流及其结构（经允许复制于 Ramaswami，[234]© IEEE，1993）

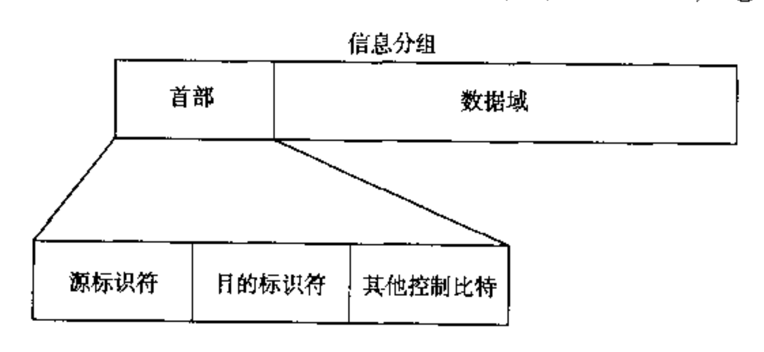


图 12.17 数据分组中所包含内容的简单描述

洗牌网中一个重要的性能参数是两个随机结点间的平均跳数。因为所有的结点都有 p 个输出波长，那 p 个结点之间只需要 1 跳就可到达对方，p^2 结点之间至多 2 跳就可以到达对方，依次类推，直到所有的（p^k-1）结点都可以访问到。最大跳数为：

$$H_{\max} = 2k - 1 \tag{12.19}$$

作为一个例子，在图 12.18 中，考虑结点 1 和结点 5 之间的连接，以及结点 1 和 7 结点之间的连接。对于前者，跳数是 1；而对于后者，需要 3 跳，其路由为 1-6-4-7 或 1-5-2-7。

总之，洗牌网中的平均跳数 $\overline{H}$ 为：

$$\begin{aligned}\overline{H} &= \frac{1}{N-1}\left[\sum_{j=1}^{k-1} jp^j + \sum_{j=0}^{k-1}(k+j)(p^k - p^j)\right] \\ &= \frac{kp^k(p-1)(3k-1) - 2k(p^k-1)}{2(p-1)(kp^k-1)}\end{aligned} \tag{12.20}$$

由于网络的多跳机制，连接两个结点的直通链路中只有一部分容量是用于承载它们之间的业务，而其余的链路容量用于其他结点间的消息传递。由于系统共有$Np=kp^{k+1}$条链路，所以总的网络容量C是：

$$C=\frac{kp^{k+1}}{\overline{H}} \tag{12.21}$$

而每个用户的容量S则是：

$$S=\frac{C}{N}=\frac{p}{H} \tag{12.22}$$

不同的(p,k)组合网络，其容量不同，为了获得更好的网络性能，必须在各变量间进行折衷。例如，对于给定的结点数N，可以通过增大p（减小k）来减小平均跳数，从而提高网络的容量和吞吐量。

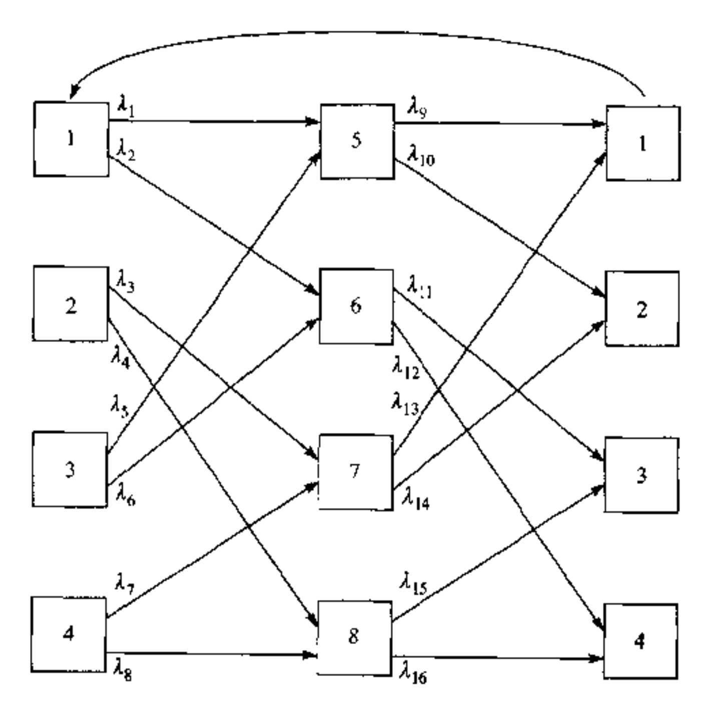


图 12.18 一个$(p,k)=(2,2)$的洗牌网的逻辑连接图和波长分配

12.4 波长路由网

当试图将广播选择网推广到广域时就会出现两个问题。第一，随着网络结点的增加，所需波长数也在增加。典型情况下，所需的波长数至少与结点相当，否则若干结点就要分时共用一个波长（这会对时延和效率产生不利影响）；第二，如果没有广泛使用光功率放大器，广播选择网就不能对一个宽广地域内的大量用户进行互联。这是因为网络中使用了无源星形耦合器，当连接的站数众多时，其分配损耗相当高。

利用波长重用、波长变换和光交换技术，波长路由网可以克服上述限制。波长路由网的物理拓扑是光波长路由器通过成对的点到点链路连接成任意的栅格结构，如图12.19所示。每个链路都承载了一定数量的波长，在结点中，可以相互独立地将各个波长传送到不同的输出端口。每个结点都

有与网络中若干其他结点相连的逻辑连接，而各个逻辑连接使用一个特殊波长。任何两个无公共路径的逻辑连接，可以使用相同的波长。这样，波长数就大大的减少了。例如图 12.19 中，从结点 1 到结点 2 的连接和结点 2 到结点 3 的连接，可以使用相同的波长 λ_1，而结点 4 和结点 5 之间的链路，需要采用与它们不同的波长 λ_2。

12.4.1 光交叉连接

在用户站点，为了实现路径的高度模块化、容量的大规模和增减信道的灵活性，我们将光交叉连接机构的概念引入到光网络的物理通道结构（称为通道层）中。光交叉连接（OXC）直接工作于光域，它可以将一个光网络中的高容量 WDM 数据流路由到各个互联的光通道上[30-33]。

为了使 OXC 的运行过程可视化，现在考虑如图 12.20 所示的 OXC 结构，其中仅使用空分交换机而没有使用波长变换器。空分交换机可以采用电控光方向耦合器或半导体光放大器开关门的级联来构成[34-39]。每根光纤载有 M 个波长（这里等于 4），在结点中可以自由地将这些波长分接或者插入。在输入端，所有到达的信号光波都被放大，然后由一个功分器分为 N 个光信息流。可调谐滤波器选择出某个波长，并将其送入光空分矩阵。也可以采用波导光栅解复用器把输入的混合光信息流分到各个波长信道。对于直通信道，交换矩阵将其输入光传送到 8 根输出线的 1 根上；而对于需要分接给本结点用户的信道，则将其分接到 9 至 12 输出端口上与 OXC 相连的特殊接收机中。本地用户信号通过电域的数字交叉连接（DXC）矩阵接进一个光发送机，然后进入光空分交换矩阵，从而到达相应的端口。M 根输出线载着各自的光波长进入波长复用器（常称为mux，而解复用器称为demux），合成一路混合光信号输出流。常常在输出前加上一个光功率放大器，以提高发往干线的信号功率。

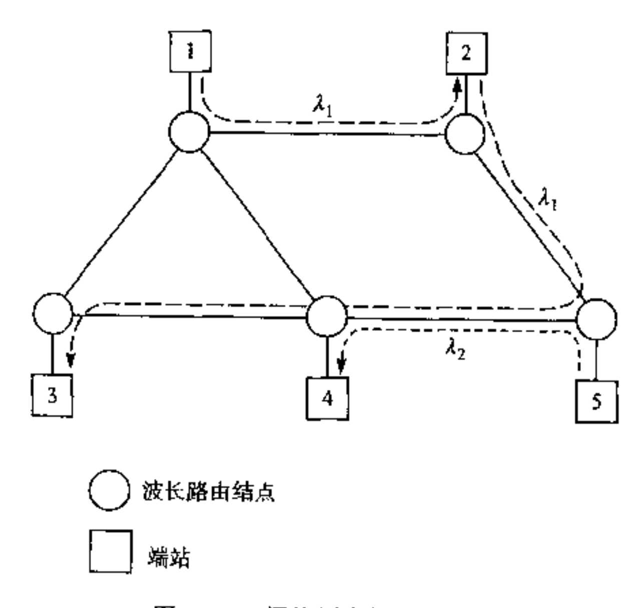


图 12.19 栅格网中的波长重用

在图 12.20 所示的结构中，当不同的输入光纤上相同波长的信道同时需要交换到同一根光纤上时，就会产生冲突。要解决冲突，可以对每个贯穿全网的光通道分配一个固定波长，或者将发生冲突的信道中的一个分接下来，再用另一个波长发送出去。但是，前者将减少波长重用进而减小网络规模；而后者将使 OXC 失去分接、插入的灵活性。在下述例子中可以看到，在 OXC 的各个输出端口增加波长变换器可以消除这种阻塞特性。

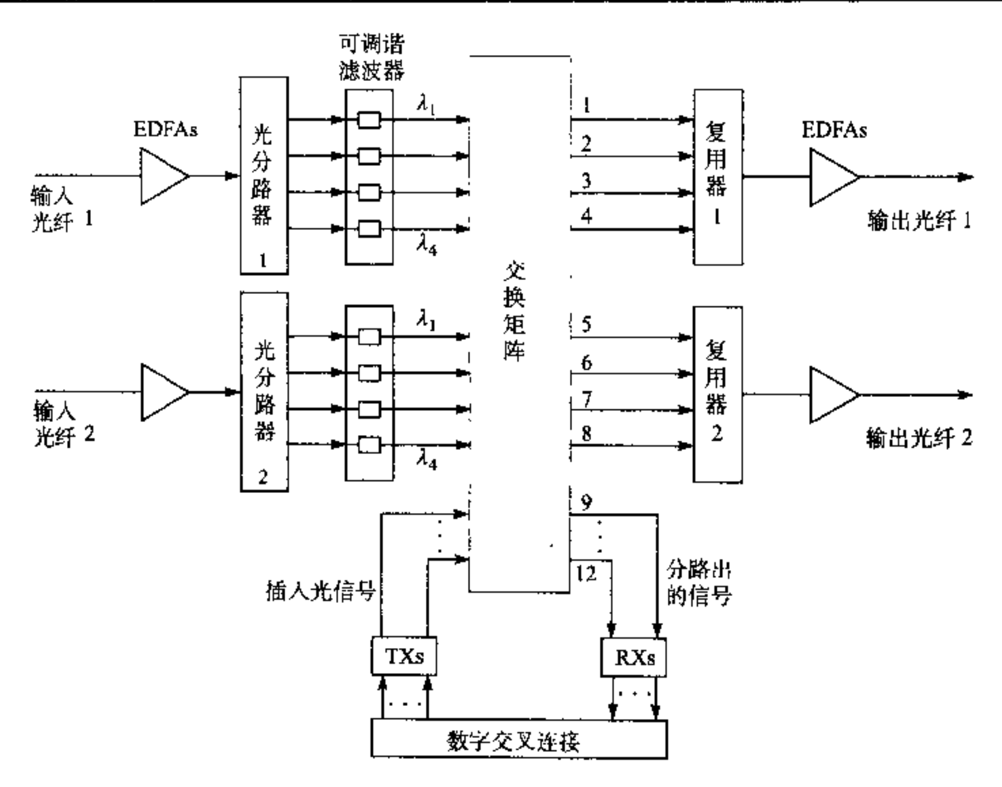


图 12.20 使用光空分交换、无波长变换器的光交叉连接结构

例 12.5 考虑一个如图 12.21 所示的 4 × 4 OXC，其中，2 个输入光纤的每一根承载 2 个波长，每个波长都可交换到 4 个出口之一，OXC 由 3 个 2 × 2 交换单元构成。假设输入光纤 1 上的 λ_2 需要交换到输出光纤 2 的 λ_1。首先要将前两个交换单元设为直通态，第三个单元设为交叉态，如图 12.21 所示。很明显，没有波长变换器时，两个 mux 中都会有冲突，在 mux 前面使用波长变换器，交叉连接的波长就可以转换为无冲突的波长。

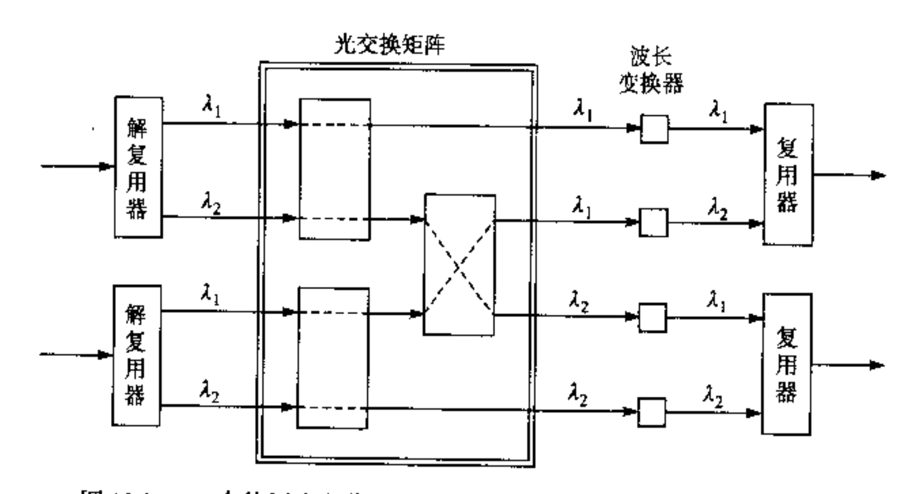


图 12.21 一个使用光空分交换和波长变换的 4 × 4 光交叉连接器结构

12.4.2 波长变换器的性能评估

人们已经使用数值分析来定量指出波长变换器的好处[40-45]，这些文献致力于在特定网络拓扑中使用概率模型或者决定性算法的工作。研究表明，栅格网比环网或全连通网更有优势。

为了说明波长变换器的效能，采用一个电路交换网中常用的、基于标准串行无关链路假设的简单模型[42,46]。这个简化的例子中，在请求建立两个站间的光通道连接时，光纤中波长的使用情况是在统计上独立于其他链路和波长的。虽然这个模型过多地估计了波长被阻塞的概率，但采用它可以观察到网络性能是随波长变换器的使用而提高的。

假设两个结点间有 H 条链路（即跳数）需要连接，并称这两个结点为A和B。每根光纤链路中的可用波长数为 F，任意光纤中的任意一个波长被使用的概率是 ρ。因为每根光纤中被占用波长的数学期望是 ρF，故称 ρ 是通道中光纤利用率的度量。

首先考虑一个带有波长变换器的网络。此时，如果 H 段级联光纤中的一根被占满，则将阻塞结点A、B之间的连接请求，即此光纤已经使用其中不同的波长支持了 F 个独立的事务。所以，从A到B的连接请求被阻塞的概率 P_b' 就等于通道中某一根光纤的 F 个通道被占用的概率，即：

$$P_b' = 1-(1-\rho^F)^H \tag{12.23}$$

如果 q 是一个给定阻塞概率的、带波长变换器网络的可用率，则有：

$$q = [1-(1-P_b')^{1/H}]^{1/F} \approx \left(\frac{P_b'}{H}\right)^{1/F} \tag{12.24}$$

上式中的近似关系在 P_b'/H 取较小值时成立。图12.22给出了 $P_b'=10^{-3}$，跳数分别为 H=5、10和20时，波长可用率 q 随波长数目的变化关系。通道长度（跳数）对其影响甚微，而当 F 变大时，q 很快趋近于1。

现在考虑没有波长变换器的情况，此时可以响应A和B之间的连接请求的惟一条件是它们之间有一个自由波长，即存在一个波长，在此通道的 H 段光纤中都没有使用它。因此，从A到B的连接请求被阻塞的概率 P_b 等于所有波长在 H 个链路中的某一段上都被占用的概率，即：

$$P_b = [1-(1-\rho)^H]^F \tag{12.25}$$

令 p 为一个给定阻塞概率的、不带波长变换器网络的可用率，则[42]：

$$p = 1-(1-P_b^{1/F})^{1/H} \approx -\frac{1}{N}\ln(1-P_b^{1/F}) \tag{12.26}$$

其中的近似条件在 H 很大且 $P_b^{1/F}$ 不太接近1时成立。此时，可用率反比于A、B间的长度 H。图12.23显示了这一效应，类似于图12.22，它描述了 P_b=10^{-3}、跳数分别为 H=5、10和20时，波长可用率 p 随波长数目的变化关系。不同的是，通道长度（跳数）的影响是很难预测的。

为了度量波长变换器所带来的好处，定义增益 $G=q/p$ 为相同阻塞率下的波长利用率的提高。设（12.23）式和（12.25）式中 $P_b'=P_b$，可以得到：

$$\begin{aligned} G \equiv \frac{q}{p} &= \frac{[1-(1-P_b)^{1/H}]^{1/F}}{1-(1-P_b^{1/F})^{1/H}} \\ &\approx H^{1-1/F}\frac{P_b^{1/F}}{-\ln(1-P_b^{1/F})} \end{aligned} \tag{12.27}$$

作为一个例子，图12.24给出了阻塞概率 P_b=10^{-3}，H=5、10、20时 G 随 F 的变化关系。图中显示了随着 F 的增加，增益也增加，其峰值约为 $H/2$。然后增益缓慢下降，这是因为大型主干网络比小型网络的使用效率高。

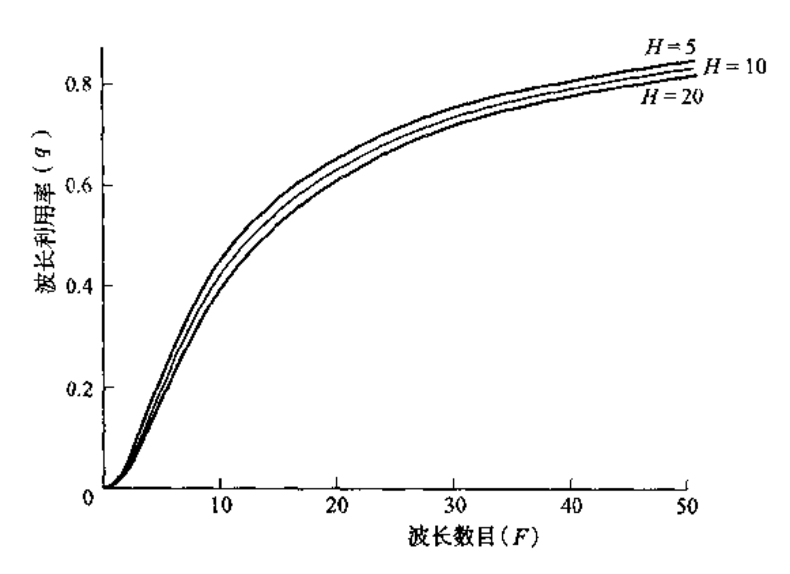


图 12.22 $P_b'=10^{-3}$、跳数分别为 H=5、10和20时，有波长变换器的网络中波长可用率随波长数的变化关系（经允许复制于 Barry and Humblet, [42]© IEEE，1996）

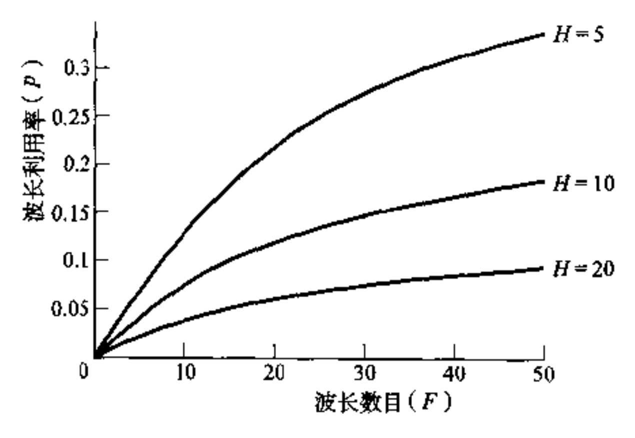


图 12.23 $P_b=10^{-3}$、跳数分别为 H=5，10和20时，无波长变换器的网络中波长可用率随波长数的变化关系（经允许复制于 Barry and Humblet, [42]© IEEE，1996）

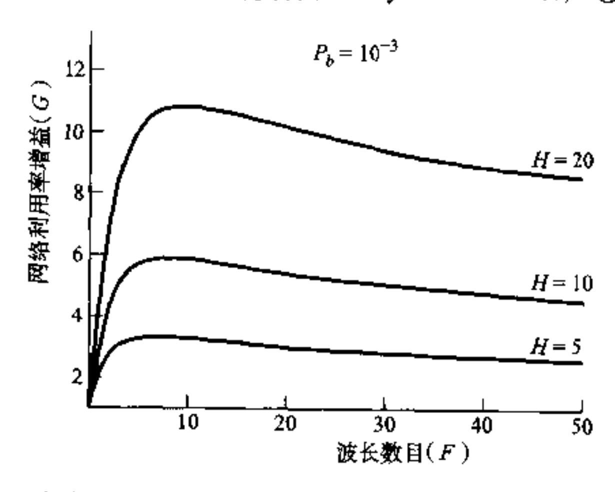


图 12.24 采用波长变换器且阻塞概率为 10^{-3} 时，网络利用率随波长数增加而增加（经允许复制于 Barry and Humblet, [42]© IEEE，1996）

12.5 非线性对网络性能的影响

光纤传输技术在不同速率和规模的网络中都得到了广泛的应用。值得称赞的是，利用该技术建成了一个跨越大陆和海洋、将各大城市的通信设施互联起来的网络。在设计这样一个网络时所遇到的主要的设计挑战如下所述：

- 使用尽可能最高的比特速率传输各个波长信道；
- 使用尽可能最少的光放大器传输尽可能长的距离；
- 网络体系结构要支持简单高效的网络运营、控制和管理。

为了迎接这些挑战，设计的可行性必须很高，因为光纤传输链路中大量的信号不匹配效应会严重地劣化网络性能。其中的部分效应如下所述[47-53]：

- 群速度色散（GVD），它通过扩展传输光脉冲的时域波形而限制比特速率。一个高速网络无论采用单波长还是WDM，都可以采用低色散窗口以降低色散引起的脉冲展宽。普通光纤的低色散窗口位于1310 nm波段，而色散位移光纤中则是1550 nm波段；
- WDM链路中EDFA在预期波长范围内的非一致性增益。EDFA的这一特性可以通过在预期的波长范围内采用诸如第11章中所述的光栅滤波等方法进行均衡；
- 偏振模色散（PMD），它产生于光纤双折射所导致的正交偏振模传输中的微小速率差异。这一效应很难克服，而且对于10 Gb/s或更高速率的系统影响非常严重（见3.2.6和13.4.5节）；
- 熔接头或连接器反射所引起的光源不稳定性，这可以通过光隔离器来消除[54]；
- 非线性非弹性散射效应，这是光信号与光纤中分子或声振动之间的相互作用；
- 石英光纤中的非线性折射率因子，这是因为折射率随光强的变化而改变。

本节将阐述两类非线性效应的起因以及它们对系统性能的影响。第一类效应涵盖了非线性非弹性散射过程，即是受激拉曼散射（SRS）与受激布里渊散射（SBS）；第二类非线性效应是起因于石英光纤中与光强相关的折射率变化。这类效应有自相位调制（SPM）、交叉相位调制（XPM）和四波混频（FWM）。相同意义的名称还有，用四光子混合（FPM）来表示FWM，用CPM来表示XPM。

SBS、SRS及FWM过程所引起的波长信道的增益或损耗与光信号的强度相关。这些非线性过程对某些信道提供增益而对另一些信道则产生功率损耗，从而使各个波长间产生串扰。对于模拟视频信号系统、当光纤中的散射功率与信号功率相同时，SBS严重降低了载噪比。SPM和XPM都只影响信号的相位，从而使数字脉冲产生啁啾，这将会加快色散引起的脉冲展宽，尤其是在高速系统中（大于10 Gb/s）。

所有这些非线性中的任意一种效应引起信号损伤时，需要获得一些附加功率，以维持BER与原先无非线性效应时一样。这部分附加功率（以分贝为单位）就是相应非线性效应的功率损伤。

下面将更仔细的分析这些非线性过程，12.5.1节首先给出如何定义非线性过程的较严重的作用距离；12.5.2和12.5.3节定性地描述了各种受激散射过程影响光波系统的不同物理机制。12.5.4节给出了SPM和XPM的起源以及它们对系统性能的劣化作用。引起FWM及其导致的对链路运行的物理影响的原理将在12.5.5中得到阐述。通过合理地安排不同色散特性的光纤，可以抑制FWM。12.5.6节描述了色散补偿技术，它采用裁剪、拼接不同种类的光纤以获得局部较高但对于整体而言却较低的色散。较低的平均色散使脉冲扩展最小，而较高的局部色散破坏了形成FWM互调产物的载波频率的相位关系。

12.5.1 有效长度与面积

对非线性过程建模是非常复杂的，因为这样的模型依赖于传输长度、光纤横截面积和其中的光功率。其中的难点在于，非线性对信号的影响完全随距离增加而增加。但是，由于光纤损耗而带来的信号功率连续下降，需要对上述说法进行修正。实际上，可以采用一个简单而足够精确的模型来假定功率在一段光纤长度内为常数。这个有效长度L_{eff}考虑了沿光纤链路的功率吸收（如光功率随距离指数衰减），它的值由下式给出[8]：

$$L_{\text{eff}} = \frac{1}{P_0}\int_0^L P(z)dz = \int_0^L e^{-\alpha z}\,\mathrm{d}z = \frac{1-e^{-\alpha L}}{\alpha} \tag{12.28}$$

当取典型值损耗为0.22 dB/km（相当于5.07×10^{-2} km^{-1}）、波长为1550 nm，则有效长度约为20 km（$L>>1/\alpha$）。如果在链路中使用光放大器，当信号通过放大器时，非线性引起的信号损伤不会改变。此时的有效长度等于各个光放大器之间每跨中的有效长度之和。如果含放大器的光纤链路总长度为L_A、放大器间的跨度为L，则有效长度近似为：

$$L_{\text{eff}} = \frac{1-e^{-\alpha L}}{\alpha}\frac{L_A}{L} \tag{12.29}$$

图12.25表明了有效长度随系统实际长度的变化关系。两根曲线分别显示了α=0.22 dB/km的无放大器链路和放大器跨度为75 km的含放大器链路。12.29中指出了总有效长度随放大器跨度的增加而缩短。

非线性效应随光纤中光强的增大而增大。对于一个给定的光纤，光强反比于光纤纤芯的横截面积。由于光功率在光纤纤芯表面内不是均匀分布的，为简单起见，采用一个有效横截面积A_{eff}。一般而言，虽然有效面积可以通过模式重叠区积分来计算，但结果与实际纤芯面积很接近[51]。单凭经验方法，标准非色散位移单模光纤的有效面积为80 μm²，色散位移光纤的有效面积为55 μm²，而色散补偿光纤的有效面积在20 μm²的量级。

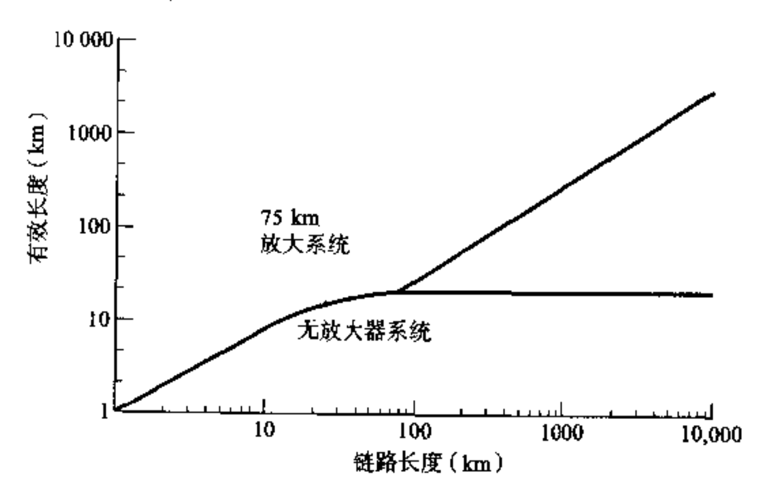


图 12.25 对于无光放大器和有光放大器链路，有效长度随实际距离的变化关系

12.5.2 受激拉曼散射

受激拉曼散射是光波与二氧化硅分子的振动模之间相互作用的结果[48-53]。如果一个具有$h\nu_1$能量

的光子入射到振动频率为v_m的分子上，分子能从光子中吸收一部分能量。在相互作用中发生了散射，从而产生了一个较低的频率v_2以及相应的能量hv_2的光子。这个二次光子称为斯托克斯(Stokes)光子。因为注入光纤的信号光是相互作用的能量源，故常称为泵浦波。

这一过程所生成的散射光的波长比入射光要长。若该长波位置有任何信号，SRS光将对其放大，因此泵浦信号的功率将下降，图12.26给出了这一物理现象。结果是，SRS通过将短波长信道的能量搬移到邻近较长波长的信道中，可以严重地影响多信道光通信系统的性能。这是一种可以发生在两个方向上的宽带效应。间隔在16 THz（在1550 nm窗口，波长间隔为125 nm）以内的WDM信道间都可以通过SRS效应实现功率耦合，如图12.27所示的拉曼增益系数g_R随信道间隔Δv_s的变化关系。可见，由于SRS效应，从短波长到长波长信道的功率增加与信道间隔成线性的关系，该关系在信道间隔不超过Δv_c=16 THz（或在1550 nm窗口时，$\Delta\lambda_c$=125 nm）时近似得很好，间隔更大时就迅速下降。

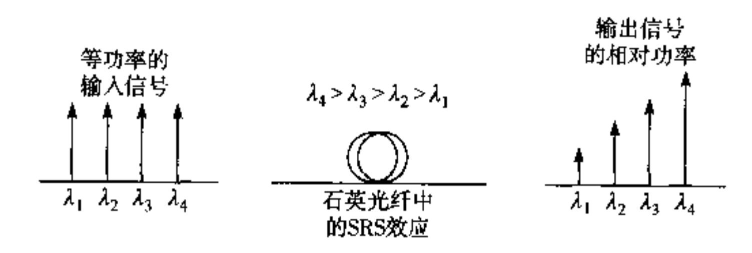


图12.26 SRS将光功率从短波长搬移到长波长

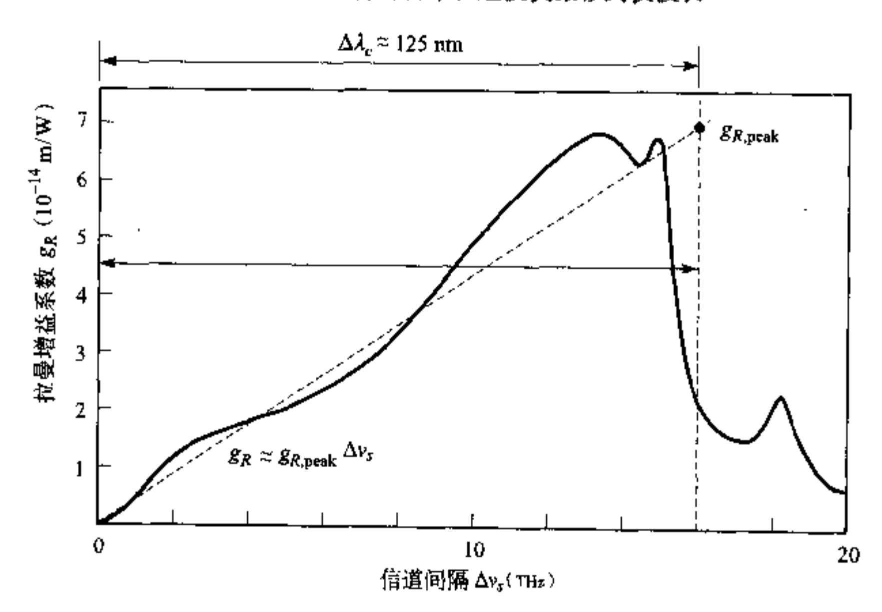


图12.27 拉曼增益系数g_R随信道间隔的变化关系，虚线是对g_R的线性近似，它由插值公式得到，用于简化信道间隔大于8 THz（或1550 nm窗口时为60 nm）时的计算

为了观察SRS效应，我们来考虑有N个信道的一个以1545 nm为中心、以30 nm等间隔排列的WDM系统。信道0是最短波长，它所受到的影响也最为严重，因为该信道上的功率转移到了其他长波长信道上。如果$F_{out}(j)$是信道0耦合入信道j的部分功率，则从信道0耦合到其他信道的总功率为：

$$F_{out}=\sum_{j=1}^{N-1}F_{out}(j)=\sum_{j=1}^{N-1}g_{R,\text{peak}}\frac{j\Delta v_s}{\Delta v_c}\frac{PL_{\text{eff}}}{2A_{\text{eff}}}=\frac{g_{R,\text{peak}}\Delta v_s PL_{\text{eff}}}{2\Delta v_c A_{\text{eff}}}\frac{N(N-1)}{2} \quad (12.30)$$

由此可得，该信道的功率损伤为 $-10\log(1-F_{out})$。为使功率损伤不超过0.5 dB，必须保持 $F_{out}<0.1$。使用（12.30）式和 $A_{eff}=55\ \mu m^2$，可以得到一个判别标准[48,55]，即：

$$[NP][N-1][\Delta\nu_s]L_{eff} < 5\times10^3\ \text{mW}\cdot\text{THz}\cdot\text{km} \tag{12.31}$$

等式中，NP 是耦合入纤的总功率，$(N-1)\Delta\nu_s$ 是所占的总光谱带宽，L_{eff} 是有效长度，它考虑了沿光纤传输方向的功率损耗。

例 12.6 图 12.28 针对 4 波长和 8 波长的系统，给出了（12.31）式表示的极限。该曲线给出了 3 种不同波长间隔的情况下，每个信道的最大光功率随信道数变化的关系（注：125 GHz 频率间隔等于 1550 nm 窗口的 1 nm 波长间隔），它采用的光纤损耗值为 0.2 dB/ km（或等效于 $4.61\times10^{-2}\ \text{km}^{-1}$），采用的放大器跨度为 75 km（由它产生的有效长度是 $L_{eff}=22$ km）。

图12.28中的结果计算了SRS所导致的最坏情况。总之，如果每个信道的光功率不是足够高（如均小于1mw），则SRS效应并不会对眼图随传输距离增加而关闭产生严重影响[30,50]。

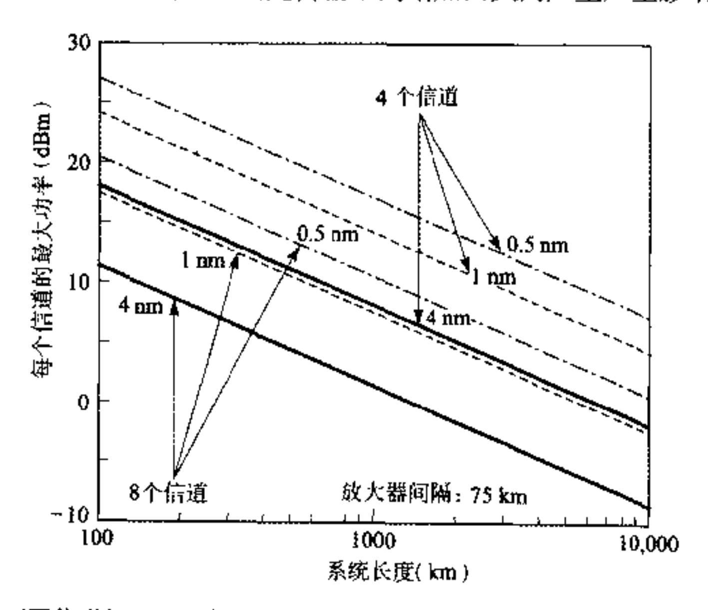


图 12.28 3 种不同信道间隔下，每个波长最大允许功率与传输长度的关系。曲线所采用的功率等级保证SRS劣化对所有信道的功率损伤不超过 1 dB（经允许复制于O'Mahoney, Simeinidou, Yu and Zhou, J.Lightwave Tech., vol.13, pp.817-828, © IEEE, May 1995）

12.5.3 受激布里渊散射

受激布里渊散射源于光波对声波的散射[52,53,56-60]。散射波在单模光纤中原则上沿背向传输。背向散射光从前向传播光中获得增益，它导致信号光的衰减。经历多普勒频移（Doppler shift）后的散射光频率为：

$$\nu_B = 2nV_s/\lambda \tag{12.32}$$

其中 n 是折射率，V_s 是介质中声波的速率。在二氧化硅中，这种能量交互发生在很窄的布里渊线宽 $\Delta\nu_B$ 以内，在 1550 nm 附近 $\Delta\nu_B=20$ MHz。当熔融二氧化硅中 $V_s=5760$ m/s 时，1550 nm 处的背向光

从原信号中下移了11 GHz（0.09 nm）。这说明SBS效应被约束在WDM系统的单个波长信道内。因此，每个信道的SBS效应独立累加，结果每个信道产生的SBS功率等级都与单信道系统相同。

当散射波与信号波的功率可以相比拟时，就会产生系统损伤。对于典型的光纤，该过程的单跨门限为10 mW左右。对于一个含有光放大器的长光纤链路，通常会有光隔离器阻止背向散射光进入光放大器。因此，SBS导致的损伤则限制在放大器与放大器的一跨之间。

决定SBS在哪一点真正成为问题的判别标准是看SBS的阈值功率P_{th}。它定义为使背向光与光纤输入功率相等的信号光功率。这一表达式的计算非常复杂，但可以近似表示为：

$$P_{th} \approx 21\frac{A_{eff}b}{g_B L_{eff}}\left(1+\frac{\Delta\nu_{source}}{\Delta\nu_B}\right) \tag{12.33}$$

A_{eff}是传输波的有效横截面积，偏振修正因子b介于1和2之间，它取决于泵浦波和斯托克斯波的相对偏振方向。有效长度L_{eff}由（12.28）式给出，g_B是布里渊增益系数，近似为4×10^{-11} m/W，它与波长无关。（12.33）式表明SBS阈值功率随光源线宽的增大而增大。

例12.7 考虑一个光源线宽为40 MHz的情况。使用的$\Delta\nu_B$=20 MHz（在1550 nm附近），A_{eff}=55 $\times 10^{-12}$ m^2（对应于典型的色散位移光纤），L_{eff}=20 km，假设b=2，则从（12.33）式可得P_{th}=8.6 mW=9.3 dBm。

图12.29显示了达到阈值后，SBS效应对信号功率的影响[59]。点线给出了布里渊散射功率和信号功率在13 km色散位移光纤中随输入光功率的变化关系。在未达到SBS阈值时，传输功率随输入而呈线性增加，这是因为将输入信号的功率抽取给散射波。

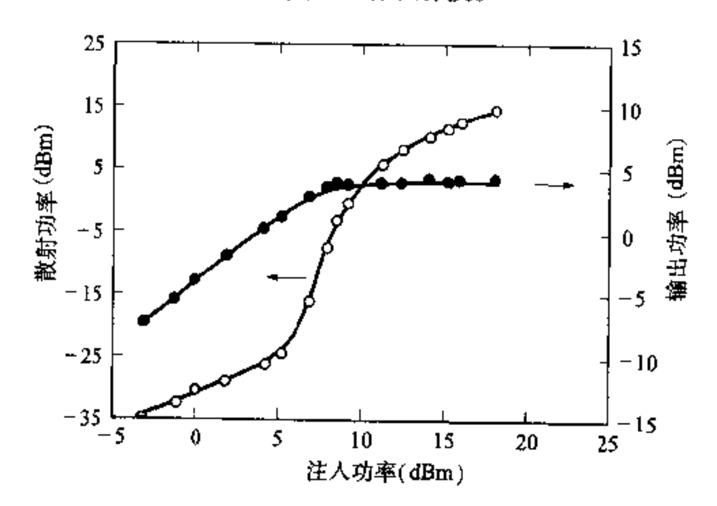


图12.29 不同信号功率的SBS效应，当达到SBS阈值时，信号功率上升到一个高台（经允许复制于Mao，Tkach，Chraplyvy，Jopson，and Dorosier，[59]© IEEE，1992）

图12.30显示了如图12.29所示的调幅残留边带（AM-VSB）视频信号中，SBS引起的载噪比（CNR）损伤。这里CNR随光纤注入功率的增加而增加，直到SBS阈值。超过这一点，CNR开始下降[60]。

有很多可以用于减小SBS导致的功率损伤的方法，这包括[8,53,57]：

1. 保持每个WDM信道的光功率都低于SBS阈值。对于长途系统，这需要减小放大器间的跨度；
2. 增加光源线宽，因为SBS的增益带宽非常小。这可以通过直接调制光源（而非外调制）来实现，因为它的啁啾效应可以引起线宽的展宽。但这将带来较大的色散代价；
3. 给光源加入轻微的抖动，约为数十kHz。这同样对SBS这种窄带过程有效。抖动频率与注入功率和SBS阈值之比相当。对于1 W的高注入功率，抖动频率应当取10 MHz左右，这样几乎可以对所有的SBS[57]效应进行抑制。

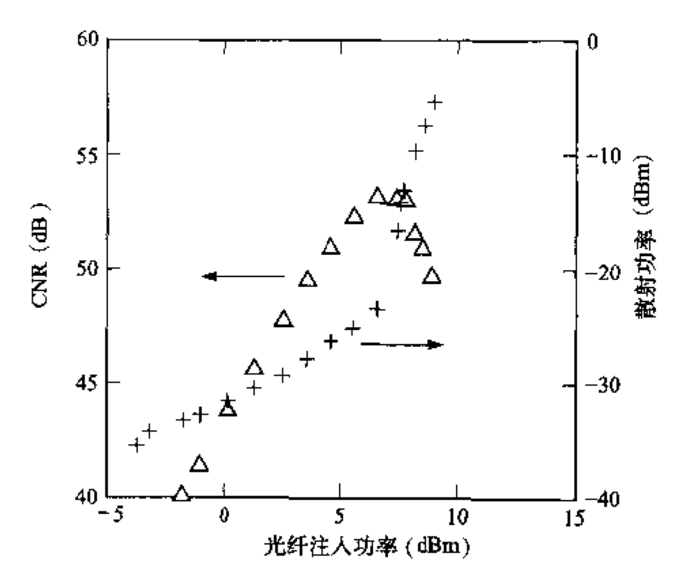


图12.30 SBS对AM-VSB信号CNR的损伤。三角形线是CNR，十字线代表背向散射光功率（经允许复制于Mao, Bodeep, Tkach, Chraplyvy, Darcie, and Dorosier,[60]© IEEE, 1992）

12.5.4 自相位调制和交叉相位调制

很多光介质的折射率n都与光强I（等于通过光纤中单位有效面积的光功率）弱相关，其具体关系为：

$$n = n_0 + n_2 I = n_0 + n_2 \frac{P}{A_{\text{eff}}} \tag{12.34}$$

其中n_0是介质的常数折射率，n_2是非线性折射率系数。在二氧化硅中，因子n_2的变化范围在2.2到$3.4 \times 10^{-8}\,\mu\text{m}^2/\text{W}$之内。折射率的非线性效应称为克尔（Kerr）非线性。这种非线性产生了传播信号的载波相关相位调制，称为克尔效应。在单波长链路中，它将引起自相位调制（SPM），SPM将传播光波的功率波动转化为该光波的相位波动[52,61]。

为了考查SPM效应，考虑如图12.31所示的光脉冲沿光纤传输时所发生的现象。图中的时间轴已对t_0归一化，t_0是$1/e$强度点的光脉冲半宽。脉冲沿代表一个随时间变化的强度信号，它很快从0到达最大值，然后又返回到0。在折射率与光强相关的介质中，时变的信号强度将产生时变的折射率。因此，脉冲顶端的折射率将与脉冲沿的折射率有微小的不同。脉冲前沿将获得正的dn/dt，而脉冲后沿则将获得负的dn/dt。

时变的折射率导致了时变的相位，如图12.31中的$d\phi/dt$所示。结果是脉冲上各点的频率也与初始值ν_0不同。由于相位波动是与光强度相关的，脉冲的不同部分所经历的相移也不同，因此就导

致了频率啁啾，此时的脉冲上升沿产生频率红移（向低频端），而下降沿的频率发生了蓝移（向高频端）。由于啁啾的程度取决于传输功率，SPM效应往往出现在高功率脉冲中。

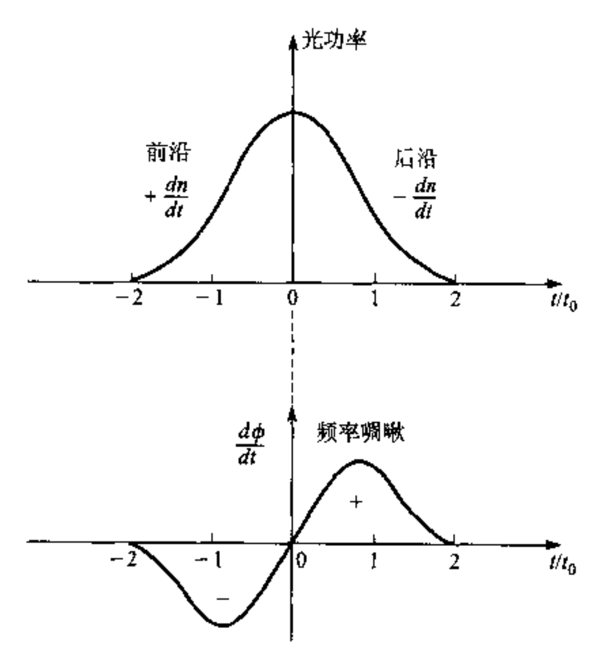


图12.31 自相位调制引起的脉冲频谱展宽的表象学描述

对于有些类型的光纤，由于GVD引起了光纤中传输脉冲的频率展宽，时变相位可能会引起功率损伤。在色度色散为负（或在（3.17）式中，$\beta_2>0$）的波长区域，红移的脉冲前沿跑得较快，因此离脉冲中心越来越远；而蓝移的脉冲后沿跑得较慢，同样也在远离中心。因此，此时的啁啾恶化了GVD导致的脉冲展宽效应。另外，当波长处于色度色散为正的区域时，红移的前沿跑得较慢，它向脉冲中心方向移动；而蓝移的后沿跑得较快，它也向脉冲中心方向移动。这种情况下，SPM导致了脉冲变窄，从而部分补偿了色度色散。

在WDM系统中，折射率的非线性会引起交叉相位调制（XPM），它将某个波长信道的功率波动转化为另一个波长的相位波动[48,52]。当WDM系统运行于非色散位移单模光纤上时，这种XPM效应大大衰减，但当采用色散位移光纤运行10 Gb/s或更高速率的WDM链路时，这将成为严重的问题。综合考虑光纤色散，SPM和XPM所引起的频率展宽将成为限制诸如跨国或海底光缆等长距传输系统的重要因素。

12.5.5 四波混频

所有波长均采用10 Gb/s码速率调制的密集WDM系统可提供$N\times 10$ Gb/s的容量，其中N是波长数目。传输这么大容量并通过较远的距离需要采用色散位移光纤的1550 nm窗口。此外，为了获得足够的信噪比，采用标称光中继器跨度为100 km的长距离10 Gb/s系统，需要每个信道具有1 mW左右的发光功率。这样的WDM系统同时需要高发射功率和低色散，从而导致四波混频产生新的频率[8,53,65-67]。

四波混频（FWM）是石英光纤中的3阶非线性，它类似于电系统中的互调失真。当波长信道位于零色散点附近时，三个光频(ν_i, ν_j, ν_k)将混合产生出第四个互调产物，其频率ν_{ijk}为：

$$v_{ijk} = v_i + v_j - v_k \quad 且 \quad i,j \neq k \tag{12.35}$$

当这个新频率落入原有频率的传播窗口中，就会产生严重的串扰。

图12.32给出了两个频率v_1和v_2的例子，当这两个波沿光纤传输时，它们混频产生了$2v_1-v_2$和$2v_2-v_1$的边带。同样，3个波传输时将产生9个新的光波，其频率由（12.35）式给出。这些边带随原始波一道传输，并且随原信号强度的减弱而增强。总之，当N个光波进入光纤，混合产物的数量M为：

$$M = \frac{N^2}{2}(N-1) \tag{12.36}$$

若信道等间隔，若干新波长将与注入信号有相同的频率。因此，所产生的串扰加上对原信号的衰减将严重地降低多信道系统的性能，除非采用消除这些问题的措施。

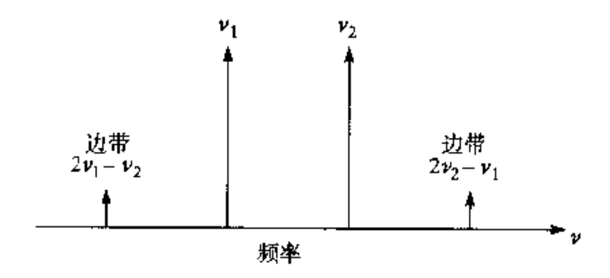


图12.32　两个频率分别为v_1和v_2的光波混频产生两个三阶边带

四波混频的效率与色散和信道间隔有关。由于色散随波长变化，信号波和所生成的波有不同的群速度，这破坏了相互作用的波长间的相位匹配条件，从而降低了功率转入新生频率的效率。群速度不匹配越严重、信道间隔越宽，四波混频就越不明显。

假设有一段光纤，它的长度为L、损耗为α，相互作用的3个波频率为v_i、v_j和v_k，其功率分别为P_i、P_j和P_k，由它们产生的输入光纤频率为v_{ijk}，其功率为P_{ijk}可以表示为[53]：

$$P_{ijk}(k) = \eta(\mathcal{D}\kappa)^2 P_i(0)P_j(0)P_k(0)\exp(-\alpha L) \tag{12.37}$$

其中非线性相互作用常数κ为：

$$\kappa = \frac{32\pi^3\chi_{1111}}{n^2\lambda c}\left(\frac{L_{\rm eff}}{A_{\rm eff}}\right) \tag{12.38}$$

这里，χ_{1111}是3阶非线性电极化率，η是四波混频效率，n是光纤折射率，$\mathcal{D}$是简并因子，它在2个波和3个波混频时，分别为3或6。有效长度$L_{\rm eff}$由（12.29）式给出，$A_{\rm eff}$是光纤的有效截面面积。图12.33给出了一个η随信道间隔变化的例子，这是常规单模光纤（1550 nm窗口中，平均色散为16 ps/(nm. km)）和色散位移光纤（1550 nm窗口中，平均色散为1 ps/(nm. km)）中的三个等间隔波长。这些曲线给出了两种色散值下、需考虑FWM效应的频率间隔（参见问题12.19中η的详细公式，可见P_{ijk}随信道间隔变化的共振峰效应）。例如，在常规单模光纤中，只有频率间隔小于20 GHz的波长间才有混频现象；而色散位移光纤中，即使频率间隔高于50 GHz，其FWM效应也比前者高20%。

例12.8 考虑在75 km的色散位移单模光纤链路中有两个波长1540.0 nm和1540.5 nm。FWM产生的新频率为：

$$\nu_{112}=2\nu_1-\nu_2=2(1540.0\ \text{nm})-1540.5\ \text{nm}=1539.5\ \text{nm}$$

和

$$\nu_{221}=2\nu_2-\nu_1=2(1540.5\ \text{nm})-1540.0\ \text{nm}=1541.0\ \text{nm}$$

假设光纤损耗为$\alpha=0.20\ \text{dB/km}=0.0461\ \text{km}^{-1}$，折射率为1.48，纤芯直径为9.0 μm，可得$L_{eff}=22\ \text{km}$和$A_{eff}=6.4\times10^{-11}\ \text{m}^2$。从图12.33可以发现对于62 GHz（0.5 nm）信道间隔，$\eta\approx5\%$。若每个波长信道的输入功率为1 mW，则由$\chi_{1111}=6\times10^{-16}\ \text{cm}^3/\text{erg}=6\times10^{-15}\ \text{m}^3/(\text{W.s})$和$\mathcal{D}=3$，可得：

$$\begin{aligned}P_{112}&=0.05(3)^2\left[\frac{32\pi^3 6\times10^{-15}\dfrac{\text{m}^3}{\text{W}\cdot\text{s}}}{(1.48)^2(1.54\times10^{-6}\ \text{m})3\times10^8\ \text{m/s}}\right]^2\\&\times\left(\frac{22\times10^3\ \text{m}}{6.4\times10^{-11}\ \text{m}^2}\right)^2(1.0\times10^{-3}\ \text{W})^3\exp[-(0.0461/\text{km})75\ \text{km}]\\&=5.80\times10^{-8}\ \text{mW}\end{aligned}$$

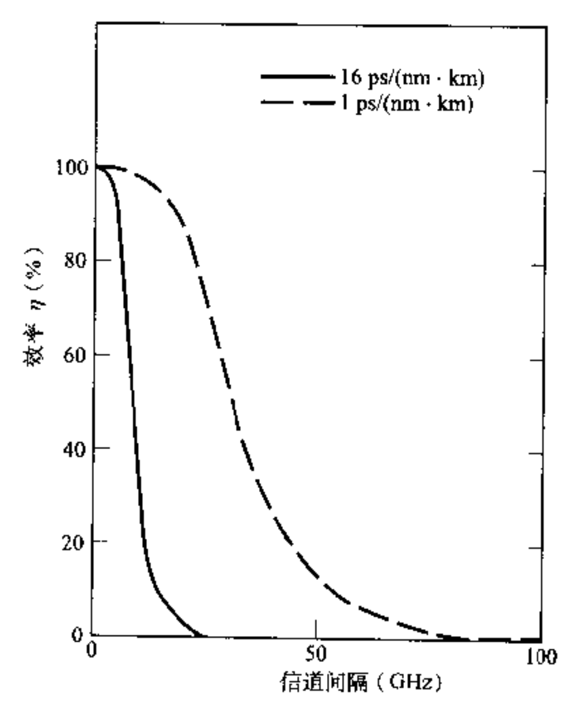


图12.33 四波混频效率随波长信道间隔的变化关系，实线表示色散为16ps/(nm. km)的标准单模光纤；虚线表示色散为1 ps/(nm. km)的色散位移光纤（经允许复制于Chraplyvy，[48] © IEEE，1990）

12.5.6 色散管理

全世界范围内已经安装了大量的色散位移光纤，用于单波长传输系统。等到这些光纤链路要升级到高速密集波分复用系统（比特速率大于2.5 Gb/s，信道间隔小于100 GHz）时，四波混频就成了大问题。

减小FWM效应的办法之一是采用无源色散补偿[68-77]，就是在光纤链路中插入一盘具有负色散特性的光纤，用于抵消传输光纤的累计色散。这一过程称为色散补偿，这盘光纤称为色散补偿光纤（DCF）。若传输光纤具有较低的正色散值，即2.3 ps/(nm. km)，则DCF将具有较大的负色散值，即 −16 ps/(nm. km)。使用这种办法传输一段距离后，总的色散为零，但光纤中每个频率点上的绝对色散并不一定是零。非零的绝对值引起了波长信道间的相位失配，从而破坏了产生FWM的条件。

图12.34给出了将DCF插入到两个光放大器间的一段光链路中的两种情况，一是插到传输光纤之后，另一个是插到光纤开头。第三种选择是将DCF串入到两端。在预补偿方案中，DCF紧接在光放大器之后，而位于传输光纤之前；相反，在后补偿方案中，DCF位于传输光纤之后、光放大器之前。图12.34中同时给出了累计色散和功率沿光纤距离变化的曲线。这些曲线分别称为色散图和功率图。相应的，在图12.34(a)中，预补偿DCF使色散很快降到负值，沿着干线光纤色散缓慢增加，直到下一个光放大器前达到0，然后重复着这一过程。功率图表明，光放大器首先将功率推到一个较高的值。由于DCF是一盘光纤，信号在进入实际传输信道之前将衰减一部分功率，进入传输光纤后，功率按指数规律衰减直至再一次放大。

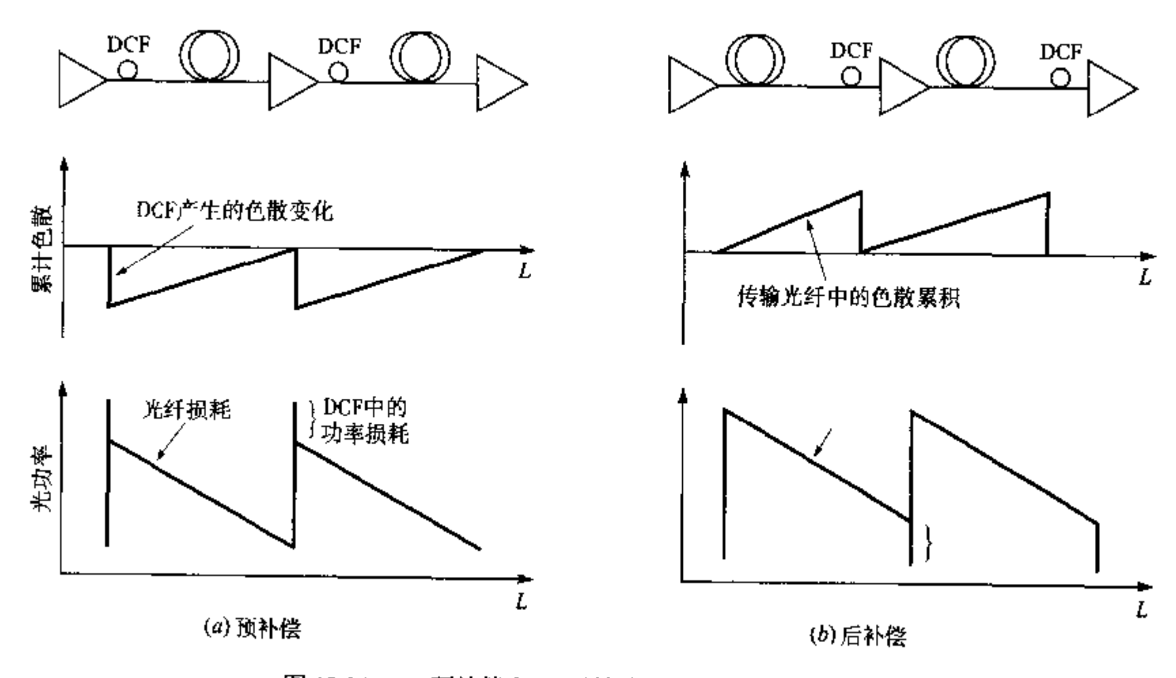


图 12.34 (a) 预补偿和(b) 后补偿方案的色散图与功率图

后补偿方案中也有相同的过程，如图12.34(b)中所示。在两种情况中，累计色散都为0，从而使脉冲展宽最小，但每个信道的绝对色散值都不为零，从而引起不同波长的相位失配，以抵消FWM。

12.6 WDM+EDFA 系统的性能

由于12.5节中所讲述的非线性效应会引起对系统性能的附加限制，因此设计一个光放大的

WDM链路和网络需要仔细考虑系统的运行条件。这包括链路带宽、特定误码率所需的光功率以及光信道间的串扰。

12.6.1 链路带宽

考虑一个如图 12.13 所示的 N 个发送机的 WDM 链路，并通比特速率分别为从 B_1 到 B_N，则总的带宽为：

$$B = \sum_{i=1}^{N} B_i \tag{12.39}$$

当所有波长的比特速率相等时，系统容量与单波长链路相比增强了 N 倍。举个例子，若每个信道的带宽是 2.5 Gb/s，则 8 个信道的 WDM 链路总带宽为 20 Gb/s，而 40 个信道的带宽则为 100 Gb/s。

WDM链路的总容量取决于光放大器的带宽，以及在可用的传输窗口中信道间隔有多近。ITU-T G.692 标准建议的波长间隔为 100 GHz，该文档还指出波长必须安置在 1537 到 1563 nm 的标准掺铒光纤放大器的放大范围内，以 193.100 THz（1552.524 nm）为中心频率的波长格子上。采用拉曼放大器或以硅酸盐光纤代替石英光纤，这一窗口还可扩展到 1616 nm。采用更小的信道间隔和扩展的 EDFA 范围，制造商可以提供商业级的 128 个波长的密集 WDM 链路。

12.6.2 特定 BER 所需的光功率

在解复用器的输出端，需要考虑的系统参数包括信号功率、噪声功率和串扰。WDM 信道的误码率（BER）取决于传输给光检测器的信噪比（SNR）。对于足够低的 BER，在理想链路中，大约需要 0.01 nm 光谱宽内有 14 dB 的信噪比。对于商用系统，考虑到实际所需的系统富余度（通常在 3 ~ 6 dB 之间），所需的典型 SNR 值为 18 ~ 20 dB。该值决定了每个波长信道必须注入的光功率，在预定链路长度上所需的 EDFA 数量，以及光放大器间一跨光纤的损耗容限。

必须牢记的一个重要因素就是，含光放大器的 WDM 链路和普通无光放大器链路相比，其噪声效应是不同的。在后者中，传输性能是由接收机的噪声所决定的；而对于前者，数字“1”所引起的噪声主要由信号和 EDFA 的 ASE 噪声决定，而数字“0”中误码率主要由 EDFA 的 ASE 噪声决定。

对于一个有多个光放大器的光纤链路中传输的给定信道，SNR 一开始很高，然后在每个放大器中都会累积 ASE 噪声，如图 12.35 所示。放大器的增益越高，ASE 噪声也就越大。虽然 SNR 在前几个放大器中损失得很快，但 ASE 噪声增长的势头却随着放大器数目的增加而锐减。结果，尽管 EDFA 数目从 3 增加到 6 时，SNR 降低了 3 dB，但在它从 6 增加到 12 时，SNR 仍然只降低 3 dB。

12.6.3 串扰

密集 WDM 链路中的窄信道间隔引起了串扰，它定义为从一个信道馈入另一个信道的信号[78-81]。WDM 系统中几乎所有器件都会引入串扰，包括光滤波器、波长复用和解复用器、光开关、光放大器和光纤本身。

WDM 系统中可能产生的两种串扰是信道内串扰和信道间串扰。两者都会引起维持系统性能的功率损伤。信道间串扰由来自邻近的、不同波长的干扰信号而产生，它常发生于频率选择性器件不能很好地隔离来自相邻波长信号的时候，由于较强的相邻波长信号部分落入到接收机通带中，串扰就会产生。图 12.36 给出了解复用器中串扰的例子。

对于信道内串扰，干扰信号与接收信号在同一个波长上。它比信道间串扰的效果更为严重，因为干扰完全落入接收通带中。图 12.37 给出了一个信道内产生串扰的例子，其中有两个独立信号，都位于波长 λ_1，它们同时进入光开关。开关将来自端口 1 的信号路由到端口 4，将端口 2 的信号路由到端口 3。在开关中，来自端口 1 的部分光功率耦合进端口 3，从而干扰来自端口 2 的信号。

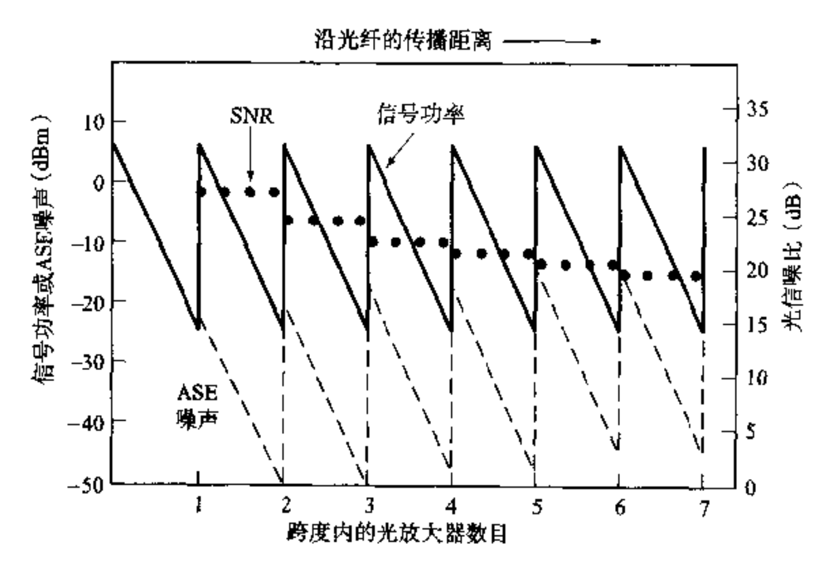


图 12.35 随着链路距离的增加，ASE 噪声随放大器的数目而增加、SNR 随之下降的关系曲线

如果平均接收信道内串扰功率占平均接收信号功率P的比率为ε，则在含放大器的系统中，主要噪声分量是与信号相关的，信道内串扰的功率损伤为[8]：

$$功率损伤_{\text{intra}} = -5\ \log(1-2\sqrt{\varepsilon}) \tag{12.40}$$

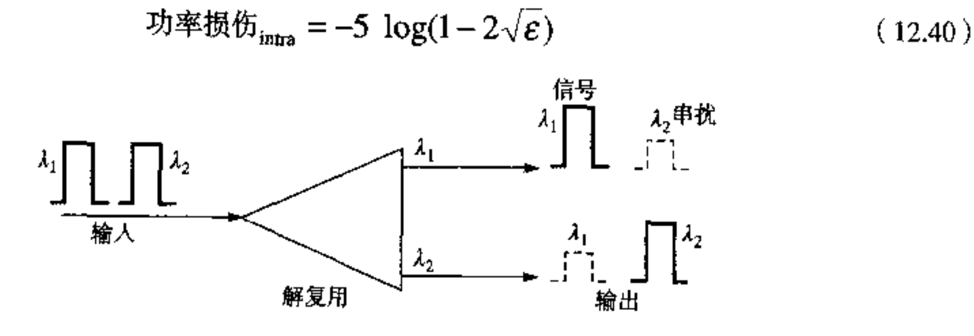


图 12.36 在 WDM 系统中信道间串扰产生的例子

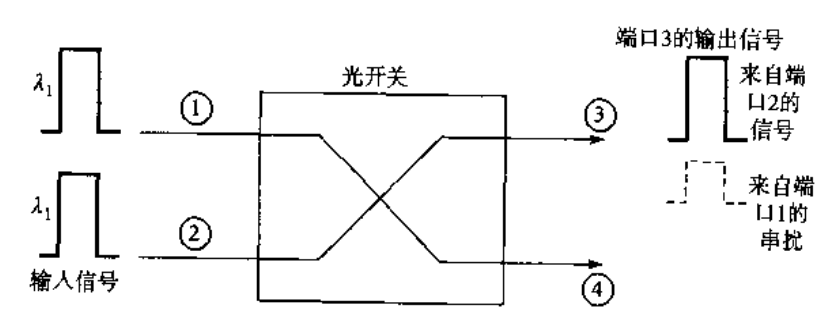


图 12.37 在 WDM 系统中信道内串扰产生的例子

若在 WDM 系统中有 N 个干扰信道，每个对平均串扰的作用为 $\varepsilon_i P$，则（12.40）式中的 ε 为：

$$\sqrt{\varepsilon}=\sum_{i=1}^{N}\sqrt{\varepsilon_i} \tag{12.41}$$

对于信道间串扰，同样令ε为接收串扰功率对平均接收信号功率P的比值。则考虑一个含有放大器系统中，功率损伤为[8]：

$$\text{功率损伤}_{\text{inter}}=-5\ \log(1-\varepsilon) \tag{12.42}$$

此时，对于N个干扰信道，每个对平均串扰功率的作用为$\varepsilon_i P$，（12.42）式中的ε为：

$$\varepsilon=\sum_{i=1}^{N}\varepsilon_i \tag{12.43}$$

图12.38给出了8和16 WDM系统中，信道间和信道内串扰的功率损伤随单个串扰功率的变化关系，每个通带对串扰功率的作用相同。结果表明，信道内串扰更为严重，因为它完全落入接收带宽内。例如，信道内串扰功率低于信号功率38.7 dB时，功率损伤为1 dB；而同样的功率损伤，信道间串扰功率可以较高（低于信号功率16 dB）。

12.7 孤子

如第3章中所述，群时延色散（GVD）可以引起大多数脉冲在沿光纤传输时的展宽，然而，一种特殊的称为孤子（soliton）的脉冲形状，利用了二氧化硅中的非线性效应，尤其是克尔（Kerr）非线性所导致的自相位调制（SPM），来克服GVD的脉冲展宽效应[82-90]。

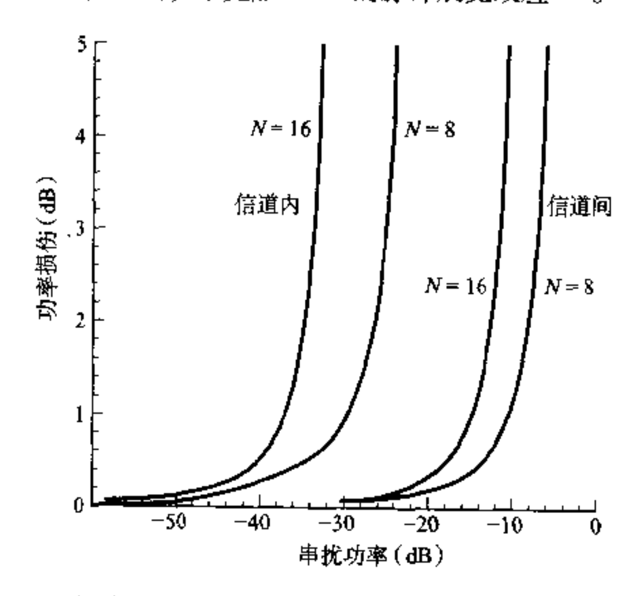


图12.38 8和16 WDM信道中，信道内和信道间串扰的功率损伤随单个串扰功率的变化曲线

术语“孤子”指的是一种特殊的波，它在经过长距离的传输后，还能保持波形不失真，当两个孤子碰撞时也不会受影响。John Scott Russell于1838年首次观察并记录了孤子[91]，那时他看到了狭窄的苏格兰运河中航行的船只产生了一种奇特的水波，这个很高的水波迅速地行进很长一段距离也不会衰减。当和其他较低较慢的波相遇时，这个波可以不失真地穿过。

在光通信系统中，孤子是一个非常窄、有很高强度的光脉冲，它通过保持脉冲色散与光纤非线性效应的平衡而不改变其本身形状。如果很好地控制了SPM和GVD效应，使其产生的影响刚好相当，并且选择合适的脉冲形状，SPM所导致的脉冲压缩效应正好可以与GVD的脉冲展宽效应相抵消。只要选择合适的特殊形状，脉冲就不会在传输过程中改变形状，或者会周期性地改变形状。不改变形状的这类脉冲称为基态孤子，而周期性改变形状的脉冲称为高阶孤子。以上两种情况中，光纤损耗都会无法避免地减小孤子的能量。因为光纤损耗会减弱非线性作用而无法抵消GVD，所以孤子链路中需要周期性间隔的光放大器，以补充孤子的能量。

12.7.1 孤子脉冲

让我们进一步分析孤子脉冲的特征。没有绝对单色的光脉冲，因为脉冲都占有一定的谱宽。例如（10.1）式所示，光源出射功率的波长带宽为$\Delta\lambda$，它的频谱范围为$\Delta\nu$。因为实际光纤中脉冲受到GVD和克尔非线性的影响，线宽非常重要，尤其是对高强度光激励。由于介质的色散特性，GVD导致脉冲宽度将随沿光纤传输的距离而在时域展宽；此外，高能光脉冲耦合入纤时，光功率作为一种激励对折射率产生调制。这导致了传输波的相位波动，从而引起了脉冲的啁啾效应，如12.5.4节的图12.31所示。结果是脉冲前沿（时间较早）比载波频率低，而脉冲后沿（时间较晚）比载波频率高。

当这个脉冲在连续谱具有正GVD参数β_2的介质中传播时，脉冲前沿向长波长（低频）方向频移，因而速度增大；相反，脉冲后沿向速度降低的方向频移引起了后沿更靠后。结果，随着距离频谱发生变化，脉冲中心的能量分散到两边，脉冲最终成了方波形状。图12.39显示了这种脉冲强度随传输距离的变化，图中采用了归一化时间。如果采用上述系统运行条件，这一效应将严重地限制了高速长距离传输系统。

与此相反，当窄的高强度脉冲在连续频率具有负GVD参数的介质中传输时，GVD影响SPM所产生的啁啾效应。此时，GVD延缓较低频率的脉冲前沿，而加速了较高频率的脉冲后沿。结果是高能尖锐的孤子脉冲即不改变形状也不改变频谱。图12.40显示了基态孤子时的这一现象。只要提供的脉冲能量足够强，脉冲就会在沿光纤传输过程中保持形状不变。在标准光纤中，零色散波长点位于1320 nm（见图3.24）。波长小于1320 nm时β_2为正，而比它长时为负。因此，孤子传输被限制在大于1320 nm的区域。

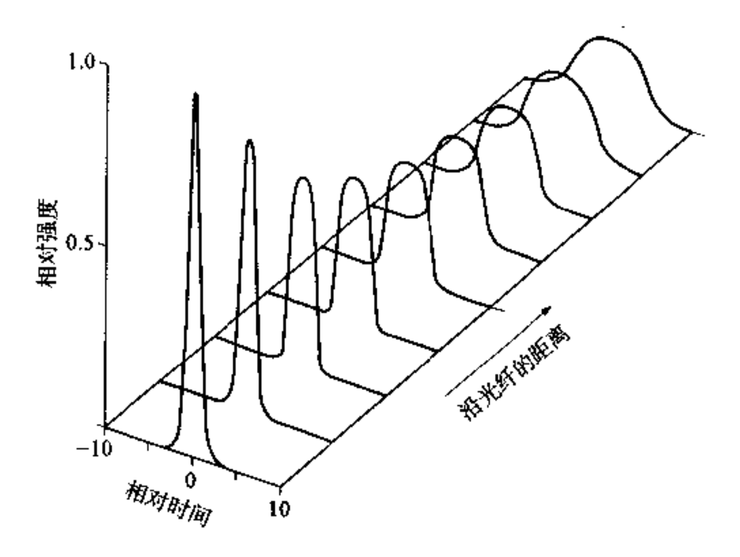


图12.39 高强度窄脉冲在正GVD参数的非线性色散光纤中传播时，由克尔效应引起的波形变化

为了推导孤子传输所需的脉冲形状演化，需要首先考虑非线性薛定鄂（NLS）方程[87,88]：

$$-j\frac{\partial u}{\partial z}=\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}+N^2|u|^2u-j(\alpha/2)u \tag{12.44}$$

等式中，$u(z,t)$是脉冲的包络函数，z是沿光纤的传播距离，N是代表孤子阶数的整数，α是单位长度的能量增益系数，当它取负值时代表能量损耗。按照传统的标识方法，（12.44）式中的参数已经采用特殊孤子单位来表示，从而消除了方程中的度规常数。这些参数（12.7.2节中定义）有归一化时间T_0、色散长度L_{disp}和孤子峰值功率P_{peak}。

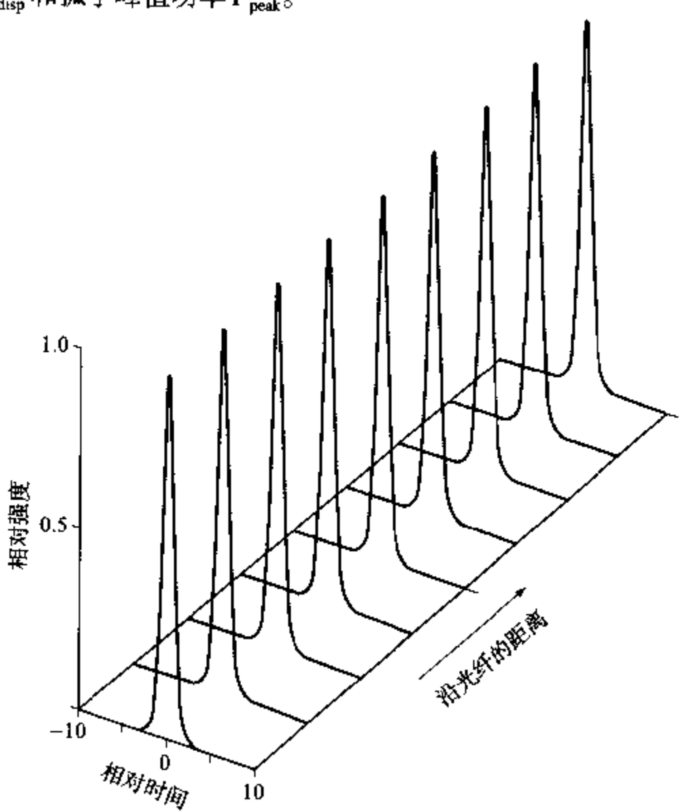


图12.40 高能窄脉冲在负GVD参数的非线性色散光纤中传播时，由克尔效应引起的波形变化

对于（12.44）式等号右边的3项解释如下：

1. 第一项表示光纤的GVD效应，这一项单独作用时，色散将展宽脉冲；
2. 第二项为非线性项，它表征光纤折射率随光强的变化，通过自相位调制过程，这一物理现象会展宽脉冲的频谱；
3. 第三项代表能量的损耗或增益，例如，由于光纤引进的损耗或光放大器引进的增益。

可以求得NLS的解析解，它的脉冲包络和z无关（对N=1的基态孤子），或者脉冲包络是z的周期函数（对于$N\geqslant 2$的高阶孤子）。孤子的基本理论在数学上非常复杂，可以从参考文献[84,85]中找到。对于想进一步了解孤子理论的读者，我们推荐几本优秀的易于理解的书，其内容超出本书所述[86-90]。这里给出基态孤子的基本概念，（12.44）式的基态孤子解为：

$$u(z,t)=\text{sech}(t)\exp(jz/2) \tag{12.45}$$

其中 sech(t)是双曲正割函数。这是一个钟型脉冲，如图 12.41 所示。时间轴的单位采用 1/e 脉宽进行归一化。由于（12.45）式中的相位项 exp($jz/2$)不影响脉冲波形，所以孤子形状与 z 无关，因此在时域是不弥散的。

通过考查 NLS 方程，可以发现一阶色散效应和非线性项仅产生附加相移。对（12.45）式所给出的脉冲，非线性过程产生的相移为：

$$d\phi_{\text{nonlin}} = |u(t)|^2 dz = \text{sech}^2(t)dz \tag{12.46}$$

而色散效应产生的相移则为：

$$d\phi_{\text{disp}} = \left(\frac{1}{2u}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}\right)dz = \left[\frac{1}{2} - \text{sech}^2(t)\right]dz \tag{12.47}$$

图 12.42 给出了这些项的曲线以及它们的和，这是一个常数。经过积分，可见其和仅产生一个 $z/2$ 的相移，而且整个脉冲均相同。由于这个相移既不改变脉冲的波形也不改变其频谱，所以孤子可以保持在时域和频域都完全不弥散。

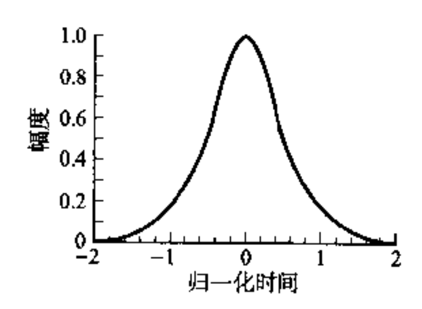


图 12.41 用于孤子脉冲的双曲正割函数，时间轴的单位采用 1/e 脉宽归一化

12.7.2 孤子参数

回忆脉冲的半高全宽（FWHM），其定义为脉冲达到最大功率一半位置的全宽（见图 12.43）。对于（12.44）式的解，功率等于（12.40）式中的包络函数的平方。因此，基态孤子脉冲的归一化 FWHM T_s 可由关系式 $\text{sech}^2(\tau)=\frac{1}{2}$ 和 $\tau=T_s/(2T_0)$ 得到，其中 T_0 是基本的归一化时间单位。于是可以得到：

$$T_0 = \frac{T_s}{2\cosh^{-1}\sqrt{2}} = \frac{T_s}{1.7627} \approx 0.567T_s \tag{12.48}$$

例 12.9 典型孤子 FWHM 脉宽 T_s 的范围是 15～50 ps，因此归一化时间 T_0 在 9～30 ps 的量级。

归一化距离参数 L_{disp}（也称色散长度）是度量色散项效应的特征长度。下面将要说明，L_{disp} 又是对孤子周期的一个度量。这个参数由下式给出：

$$L_{\text{disp}} = \frac{2\pi c}{\lambda^2}\frac{T_0^2}{D} = \frac{1}{[2\cosh^{-1}\sqrt{2}]^2}\frac{2\pi c}{\lambda^2}\frac{T_s^2}{D} \approx 0.322\frac{2\pi c}{\lambda^2}\frac{T_s^2}{D} \tag{12.49}$$

其中 c 是光速，λ 是真空中的波长，D 是光纤的色散系数。

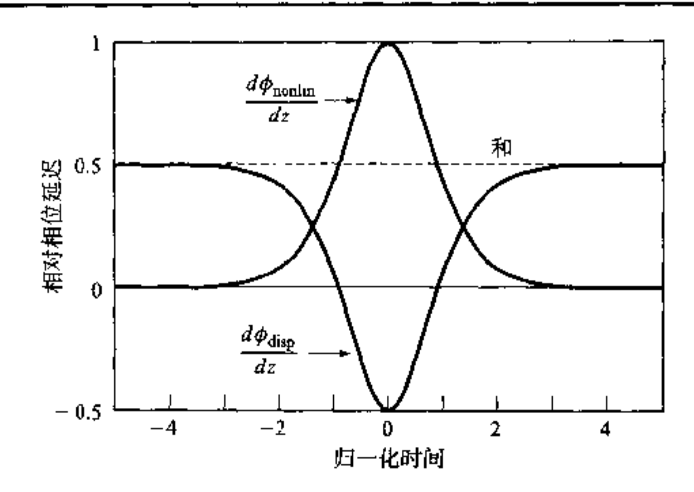


图12.42 孤子脉冲的色散和非线性相移，它们的和为常数，从而保证整个脉冲一致的相移

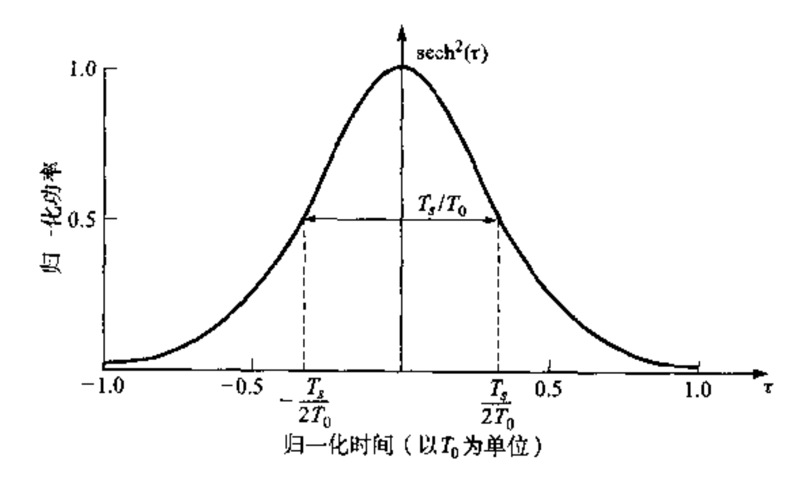


图12.43 采用归一化时间单位表示的半最大值孤子宽度定义

例12.10 考虑一个色散位移光纤在1550 nm处D=0.5 ps/(nm. km)，若T_s=20 ps，则有：

$$L_{\text{disp}}=\frac{1}{(1.7627)^2}\frac{2\pi(3\times10^8\,\text{m/s})}{(1550\,\text{nm})^2}\frac{(20\,\text{ps})^2}{0.5\,\text{ps/(nm}\cdot\text{km)}}=202\ \text{km}$$

由此可见L_{disp}是在数百公里的量级。

孤子峰值功率参数P_{peak}由下式给出：

$$P_{\text{peak}}=\frac{A_{\text{eff}}}{2\pi n_2}\frac{\lambda}{L_{\text{disp}}}=\left(\frac{1.7627}{2\pi}\right)^2\frac{A_{\text{eff}}\lambda^3}{n_2c}\frac{D}{T_s^2}\tag{12.50}$$

其中A_{eff}是光纤纤芯的有效面积，n_2是非线性强度相关的折射率系数（见（12.34）式），L_{disp}以公里为单位。

例12.11 对于λ=1550 nm，A_{eff}=50 μm^2，n_2=2.6 × 10^{-16} cm^2/W，再采用例12.10中L_{disp}=202 km，可得孤子峰值脉冲功率P_{peak}为：

$$P_{\rm peak}=\frac{A_{\rm eff}}{2\pi n_2}\frac{\lambda}{L_{\rm disp}}=\frac{(50\mu{\rm m}^2)}{2\pi(2.6\times10^{-16}\,{\rm cm}^2/{\rm W})}\frac{1550\,{\rm nm}}{202\,{\rm km}}=2.35\ {\rm mW}$$

这表示当 $L_{\rm disp}$ 在几百公里的量级时，$P_{\rm peak}$ 为几毫瓦的量级。

对 $N>1$，孤子脉冲在光纤中经历了周期性的形状和频谱的改变，当经历了孤子周期的整数倍时，它回归到初始形状，而孤子周期则为：

$$L_{\rm period}=\frac{\pi}{2}L_{\rm disp} \tag{12.51}$$

作为一个例子，图 12.44 给出了二阶孤子（N=2）的演化情况。

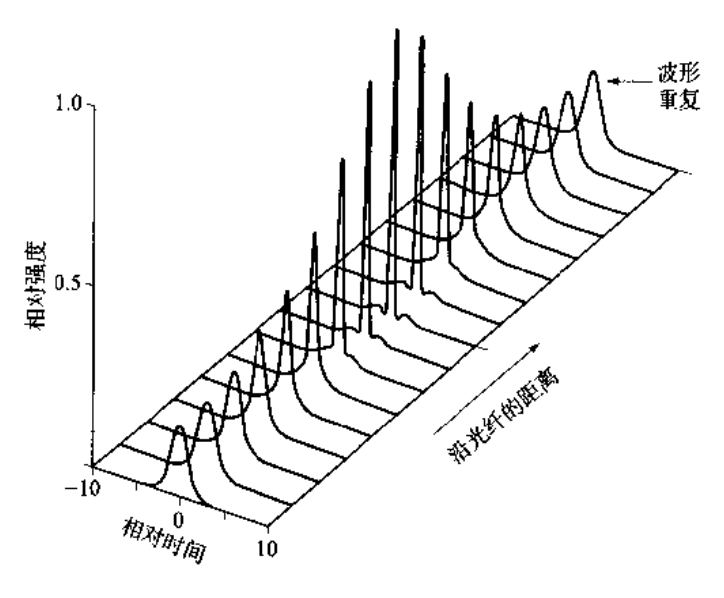


图 12.44　二阶孤子（N=2）的传播特征

12.7.3　孤子宽度和间隔

只有当单个脉冲很好的分开时，NLS方程的孤子解才能保证合理的近似程度。为此，孤子的宽度必须是比特间隙的一小部分。这样就不能使用标准数字通信系统中常用的非归零码（NRZ）。因此，只能采用归零码（NZ），这一条件约束了可以实现的比特速率，因为产生的孤子脉冲究竟能有多窄是受限的。

若 T_B 为比特间隔的宽度，则可将比特速率 B 与孤子半高宽度 T_s 相联系，即：

$$B=\frac{1}{T_B}=\frac{1}{2s_0T_0}=\frac{1.7627}{2s_0T_s} \tag{12.52}$$

其中因子 $2s_0=T_B/T_0$ 是相邻孤子间的归一化间隔。

对于所需的间隔，其物理解释是靠得很近的孤子尾部相互重叠，会产生非线性相互作用力，它既可能是吸引力又可能是排斥力，这取决于孤子的初始相对相位。对于初始相位相同，且初始间隔 $2s_0>>1$ 的孤子，则此后其间隔是周期变化的，变化的振荡周期为[92,93]：

$$\Omega = \frac{\pi}{2}\exp(s_0) \tag{12.53}$$

同相孤子间的相互作用力会导致周期性的吸引、碰撞和排斥，其相互作用距离为[90]：

$$L_I = \Omega L_{\text{disp}} = L_{\text{period}}\ \exp(s_0) \tag{12.54}$$

这个相互作用距离，尤其是比率L_I/L_{disp}决定了孤子系统的最大可实现比特速率。

这类相互作用是孤子系统所不期望的，因为它们导致了孤子到达时间的抖动。避免这种情况的一个办法是增加s_0，因为孤子间的作用与它们的距离有关。由于（12.52）式在s_0>3时是很精确的，因此该式与临界条件$\Omega L_{\text{disp}} >> L_T$联立可用于设计不考虑孤子相互作用的系统，其中$L_T$是总的传输距离。

将（12.49）式中的L_{disp}、（12.52）式中的T_0和（12.49）式中的D，带入设计条件$\Omega L_{\text{disp}} >> L_T$，即可得到：

$$B^2 L_T << \left(\frac{2\pi}{s_0\lambda}\right)^2 \frac{c}{16D}\exp(s_0) = \frac{\pi}{8s_0^2|\beta_2|}\exp(s_0) \tag{12.55}$$

当写成这种形式时，（12.55）式显示了给定的s_0值对带宽B或总传输距离L_T的影响。

例12.22　假定希望采用8600 km的跨太平洋孤子链路传输速率为10 Gb/s的信号。

(a) 由于这是高速率、长距离传输，先选用值s_0=8。由（12.53）式可得Ω=4682。采用色散长度至少为100 km的光纤，则ΩL_{disp}>4.7 × 10^5 km，出于实用目的，满足条件ΩL_{disp}>> L_T=8600 km；

(b) 若1550 nm处的D=0.5ps/(nm. km)，则从（12.55）式得出：

$$B^2 L_T << 2.87 \times 10^7\ \text{km(Gb/s)}^2$$

对于10 Gb/s的数据速率，传输长度必须满足条件：

$$L_T << 2.87 \times 10^5\ \text{km}$$

这个条件得到了满足，因为等号右边的数是所期望距离的33倍；

(c) 利用（12.52）式，可得孤子脉冲的FWHM宽度为：

$$T_s = \frac{0.881}{s_0 B} = \frac{0.881}{8(10\times10^9\ \text{b/s})} = 11\ \text{ps}$$

(d) 当s_0=8时，比特间隔中被孤子占用的比例为：

$$\frac{T_s}{T_B} = \frac{0.881}{s_0} = \frac{0.881}{8} = 11\%$$

注意，对于给定的s_0值，这个比例与比特速率无关。例如，当数据速率为20 Gb/s时，孤子脉冲的FWHM宽度为5.5 ps，它也占比特间隔的11%。

12.8 光CDMA

在长距离光纤传输链路和网络中，复用后的混合数据流信息来自多个不同用户，它通常具有良好定时的同步格式。这种TDM过程的目的就是要最大限度地将光纤带宽用于信息传输，因为复用信息流需要高容量链路。为了进一步增大容量，可以更大地利用光纤传输窗口的WDM技术得到了应用。在局域网（LAN）中可以替代上述技术的还有光码分多址接入（CDMA）技术[94-105]。这种方案提供了网络多址接入却不需要WDM所需的波长敏感元件，也不需要TDM所需的高速电处理器件。采用最简单的配置，CDMA就可通过给每个用户分配不同的码字而达到多址接入。为了同别的结点通信，用户将与自己一致的码字烙在数据中。接收机可以通过锁定到相同的码序列来对比特流解码。

光CDMA的原理是基于扩频通信技术，该技术被广泛的应用于移动卫星和数字蜂窝通信系统中[106]。从概念上讲，就是将光信号的功率扩散到比最小所需带宽大得多的频率范围上。例如，一个10^3 b/s的信号可以扩展到1 MHz的带宽，这一扩频过程是通过一个独立于信号的码字实现的。因此，光编码器用于映射每个比特的信息到高速（码字较长）光序列。

扩频码的每个符号称为码片，传输波形的能量密度几乎均匀地分配到整个扩频带宽内，光序列组成的集合就构成了用于每个网络用户的、独特的地址码或称特征序列。在这里所用的编址方案中，每个数据比特1编码为一个包括N个码片的波形或特征序列$s(n)$，该波形代表这个比特的目的地，而数据比特0不编码。理想情况下，所有特征序列间是相互正交的，每个接收机只处理与其相关的地址信号。而实际上只能达到“准正交”，所以不同地址之间有一定的互相关。图12.45显示了编码方案，此处，特征序列有6个码片。当数据信号承载了数据比特1时，就发出6个码片的序列；当数据比特为0时，则不发送。

为了简单起见，可以将这种独特的地址编码视为类似于有很多对人在同一个房间中，同时使用不同的语言对话。理想情况下，每一对通信双方将只理解他们所用的语言，所以其他通话者对它们的干扰最小。因此，时域光CDMA允许一定数量的用户采用各自不同的波形而同时接入网络。这在高速LAN中特别有用，它所采用的比特速率高于100 Gb/s（见12.9节）。对光CDMA所用的编码脉冲序列的一个基本限制是，随着用户数目的增加，码长必须增加以维持相当的性能。这将导致脉冲越来越短，大量用于消除这一效应的办法已经提出来。此外，采用宽带非相干光源（如LED或法布里－珀罗激光器）进行频谱编码的频域方法也已提出[103,107]。

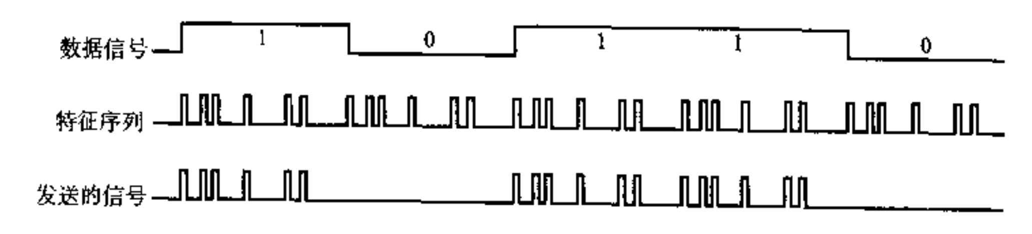


图12.45 6个码片的光CDMA编码方案的例子

异步和同步的光CDMA技术都已得到了研究，它们各有各的长处和不足。总的说来，由于同步接入方案遵循严格的传输时序，当用户网络是随机且有冲突时，它具有比异步方式更优异的传输能力。在需要实时传输的应用中，如语音或交互式视频，同步接入技术最有效。当业务是突发性的或实时通信的要求较低，如数据传输或文件传输时，异步复用方案比同步复用方案更为有效。

图12.46显示了一个基于编码脉冲序列的光CDMA网络，该结构有N个发送和接收对。从结点j向结点k发送信息，结点k的地址码则由结点j的编码器嵌入到数据中。在目的端，接收机通过相关检测区分不同的码字，即接收机将本地地址$f(n)$与接收信号$s(n)$进行相关运算。其中接收信号$r(n)$为：

$$r(n)=\sum_{k=1}^{N}s(k)f(k-n) \tag{12.56}$$

若接收信号到达正确地址，则 $s(n)=f(n)$，(12.56)式代表自相关函数；当未到达正确目的地时，$s(n)\neq f(n)$，(12.56)式代表互相关函数。为了使接收机能够正确的区分地址，需要使自相关函数最大，而互相关函数最小，这是通过选择合适的码序列来实现的。

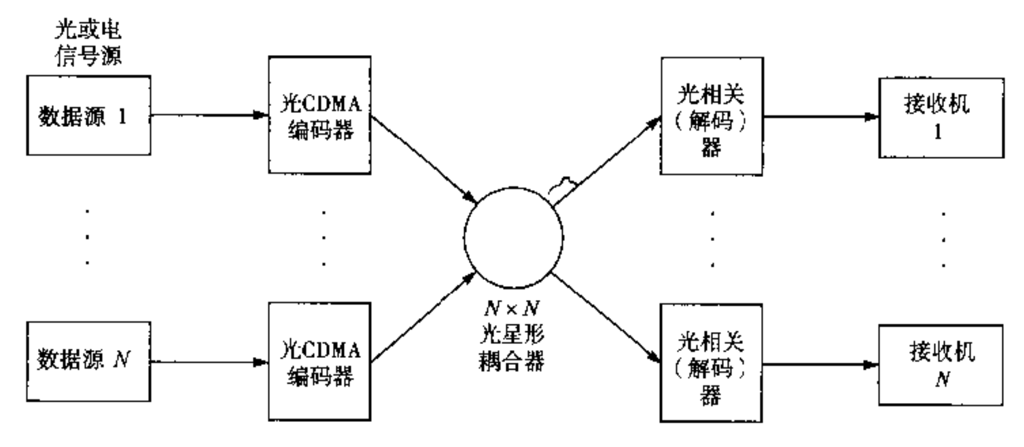


图 12.46 使用编码脉冲序列的光CDMA网络

素数序列码和光正交码（OOC）常用于光CDMA系统以扩展序列[108,109]，此外双极性码也得到了研究[101,110-112]。这些码序列特别适合WDMA/CDMA混合系统。如前所述，由于码字并非完全正交，不同码序列间的互相关值不为零。例如，在光正交码中0多1少，从而使不同码序列的重叠部分最小。若码字重叠在很多位置发生，则用户间干扰将很高。在一个OOC系统中，同时传输的用户数 N 受限于：

$$N\leqslant\left\lfloor\frac{F-1}{K(K-1)}\right\rfloor \tag{12.57}$$

其中 F 是码序列的长、K 是码重或序列中1的个数。这里，符号 $\lfloor x\rfloor$ 表示实数值 x 的整数部分。

例 12.31 考虑一个光正交码，其长度 F=32、码重 K=4，则从(12.57)式可见，同时用户数为 N=2。若码长增加到100、码重不变，则可同时支持8个用户。一个 F=341、K=5 的码组有 N=17 个独特地址。

12.9 超高容量网络

设计光纤通信系统的主要挑战来自于完全利用光纤信道可以提供的至少25 THz的巨大带宽，从而满足通信的需求。随着高密度WDM、超高速光TDM的推进，对信号损伤进行补偿的各种新技术的产生，单根光纤的传输速率已经可以超过1 Tb/s[113-120]。除了采用密集WDM技术增大长距离传输链路的容量以外，还可以采用超高速光TDM设计方案[121-127]，这对局域网（LAN）和城域网（MAN）特别有吸引力。在这类网络中，相对较短传输距离的系统性能不像长途链路中那样受非线性、色散效应的影响。特别是研究人员正在研究100 Gb/s光TDM的共享介质本地网。两种被选方案是比特间插TDM和时隙TDM。虽然这两种技术和WDM在某些数学抽象的层面上是一样的，但

是它们的具体实现大不相同。

12.9.1 超大容量WDM系统

密集WDM系统正在追求不断增高的容量。通常有两种方法可用于增加容量。第一种方法是从30 nm到80 nm展宽EDFA的谱宽，常规光放大器中，频谱范围从1530 nm到1560 nm，采用一些展宽技术，例如使用拉曼光纤放大器对长波长段进行放大，则EDFA可用带宽的范围可达1530 nm到1610 nm，从而系统可传输的波长数大为增加；第二种增大WDM链路容量的方法是提高WDM信号的频谱利用率，从而在不扩展EDFA带宽的情况下增大总传输容量[119]。

大多数的实验采用每个独立波长20 Gb/s的速率，从而避免非线性效应。下面是两个例子：

- 50个信道的WDM系统、总速率1 Tb/s，传输距离600 km的链路[118]；
- 132个信道的WDM系统、总速率2.6 Tb/s，传输120 km的链路[119]。

12.9.2 比特间插光TDM

比特间插TDM类似于WDM，若干小信道共享接入结点，各信道的速率之和等于介质传输速率[114]。例如，信道速率在从100 Mb/s到1 Gb/s的范围内，而时分复用介质速率在100 Gb/s左右。图12.7给出了采用比特间插光TDM的点到点传输的基本概念。光源产生一个规则的归零窄光脉冲流，其重复频率为B，它的典型范围从2.5到10 Gb/s，等于电数据支路馈入系统的比特速率。光分配器将脉冲串分为N个独立的光脉冲流。在图12.47的例子中，光脉冲流为10 Gb/s而N=4。各个信道都由比特速率为B的电源数据源独立调制，调制输出将分别延时不同个时钟周期，然后通过一个光合路器间插成一个总比特速率为$N \times B$的混合光数据流。

通常将光功率放大器和预放大器用于链路以补偿分光和衰减损失。在接收端，总脉冲流分解为原先的N个独立数据信道后进行信号处理。在这种技术中，接收机需要采用工作于基本比特速率B的时钟恢复机制，以驱动和同步解复用器。

12.9.3 时隙光TDM

在时隙光TDM中，接入结点共享一个高速信道，它能突发发送的速率为100 Gb/s。在该系统中，产生脉冲间隔均匀的高速信号非常重要，这有利于抑制邻近脉冲的串扰效应，也有利于使定时提取中的抖动最小[117]。时隙光TDM网络最要的特征是提供了互联高速网络的传输干线，可用于快速传输巨大的数据块，交换巨大的总业务流量，满足从低速到高速的用户接入需求。这类网络可以在本地环境为突发用户提供弹性需求带宽服务，速率范围从10～100 Gb/s，同时还可适应低速用户的汇聚、高端用户包括高速视频服务、太比特介质存储和超级计算机。采用高速时隙光TDM的好处是，针对不同的用户速率和业务统计特性，都可以提供对用户接入时间、延时和吞吐量的提高。此外，终端结点设备在原则上单信道比多信道简单。

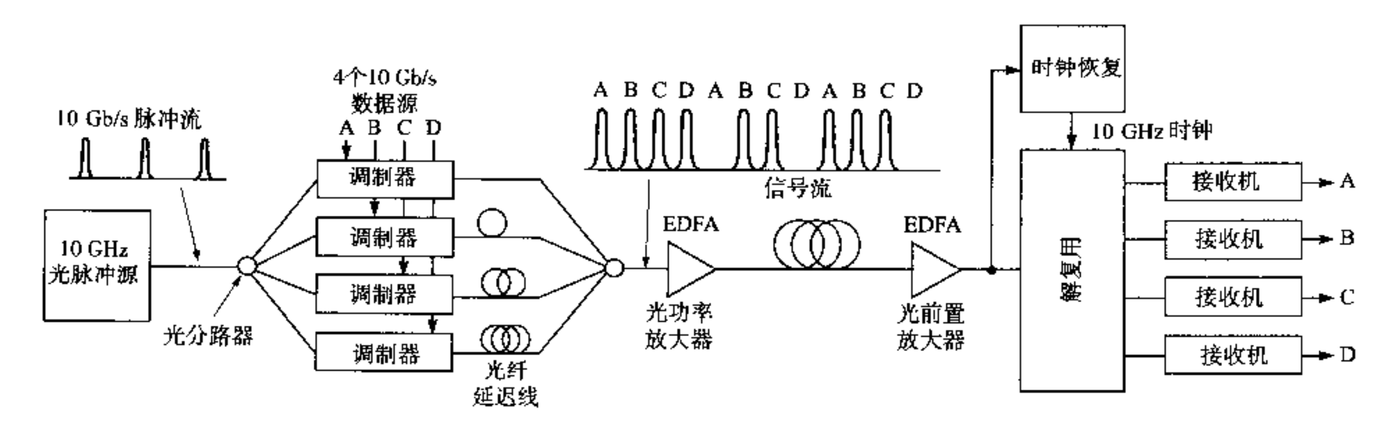


图12.47　采用光TDM的超高速点到点传输系统的例子（经允许复制于Cotter，Lucek，and Marcenac，[114] © IEEE）

习题

12.1 某工程师计划构造一个 10 Mb/s 的在线光纤数据总线。站与站间隔 100 m，光纤损耗为 3 dB/km。光源采用 500 μW（−3 dBm）输出光功率的半导体激光器，检测器采用灵敏度为 1.6 nW（−58 dBm）的雪崩光电二极管。耦合器的功率抽头因子 C_T=5%，本征损耗 F_i=10%，接头功率损耗为 20%（1 dB）。

(a) 画出 P_{1N} 随站数 N 变化的曲线，P_{1N} 的单位为 dBm，$2 \leqslant N \leqslant 12$；

(b) 对于 8 个站的系统，其运行时的富余度为多少？

(c) 在要求功率富余度为 6 dB 时采用最大可用站数，此时最差的动态范围是多少？

12.2 考虑有 N 个结点的星形网，每个发送机的耦合人纤功率为 0 dBm。光纤损耗为 0.3 dB/km，假设每个站离中心的距离为 2 km，接收灵敏度为 −38 dBm，每个连接头有 1 dB 的损耗，耦合器的附加损耗是 3 dB，链路富余度为 3 dB。

(a) 试求该网络所能承受的最大站数；

(b) 若接收机灵敏度为 −32 dBm，该网络能承受多少个站？

12.3 一个两层的办公楼，每层有两个 10 英尺宽的走廊连接了 4 排办公室，每排有 8 间，如图 P12.3 所示。每间办公室面积为 15 × 15 英尺，顶高为 9 英尺，其中包括 1 英尺高的吊顶。如图 P12.3 所示，每层的角落有一个电缆室用于局域网互联和控制设备。每个办公室的两面墙上各有一个局域网的插头，它们都垂直于厅墙。若我们假定电缆只能在墙上和屋顶走线，估计如下配置所需的电缆长度（单位为英尺）：

(a) 从屋顶的同轴电缆总线分出双绞线接到每个插头；

(b) 连接每个插头到各层电缆室的一个光纤星形耦合器，再用垂直放置的光纤连接各个星形耦合器。

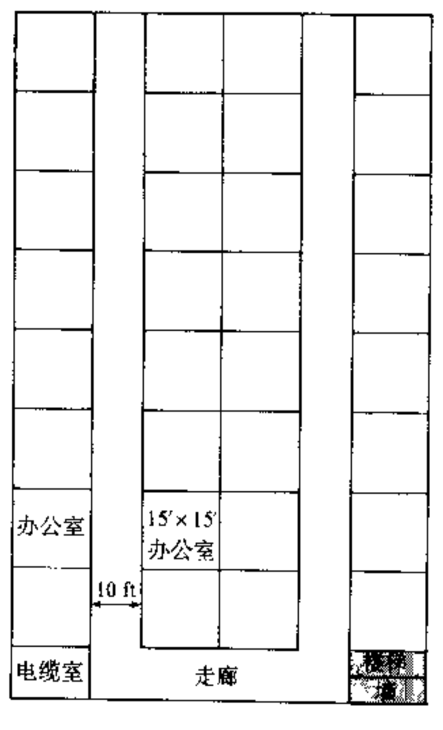


图 P12.3

12.4 考虑一个由 $M \times N$ 个站排列的栅格，如图 P12.4 所示，它们将使用一个局域网相连。令各站之间的间隔是 d，假定电缆可以在管道走线以连接相邻最近的站（管道不能走对角线）。给出下列所需的配置，互联各站所需的电缆长度如下所示：

(a) 电缆总长度 $(MN - 1)d$，总线结构；

(b) MNd，环形拓扑；

(c) $MN(M + N - 2)d/2$，星形拓扑，各站独自连接到网络集线器上，集线器位于栅格的一角。

12.5 考虑一个 $M \times N$ 长方形栅格排列的计算机站群，如图 P12.4 所示，各站之间的间隔是 d。假定各站采用星形 LAN 互联，使用图中所示的管道网络（走线在管道中）。此外，假定各站通过各自专用的电缆连接到中心结点。

(a) 若使用 m 和 n 代表星形结构（中心结点）的相对位置，试证明连接各站所需的总电缆长度为：

$$L = [MN(M + N + 2)/2 - Nm(M - m + 1) - Mn(N - n + 1)]d;$$

(b) 若星形结构位于栅格的一角，试证明上述表达式成为：

$$L=MN(M + N - 2)d/2;$$

(c) 证明当星形结构位于栅格的中心时，所需的电缆长度最短。

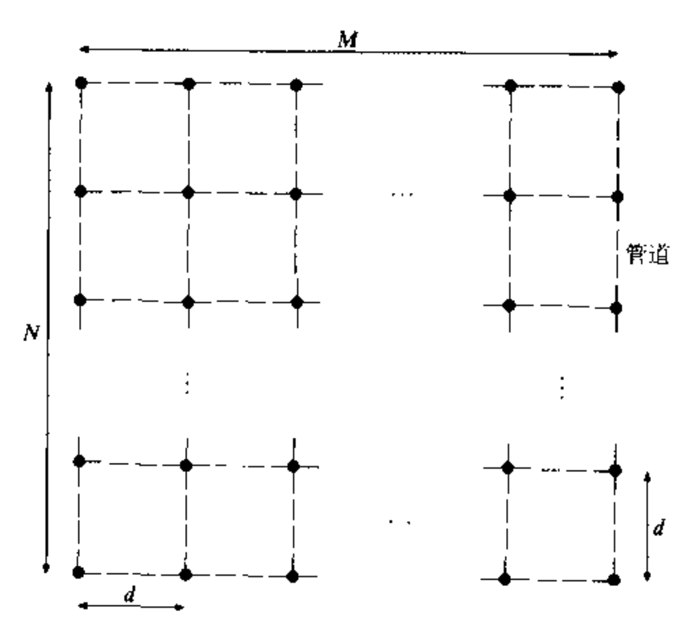


图 P12.4

12.6 不采用波长变换器，但假定波长可由网络的不同端口重用。

(a) 试证明连接一个 WDM 网中 N 个结点所需的最少波长数如下所示：

- 对于星网络为 $N - 1$；
- 总线网中所需的波长数目，当 N 为偶数时为 $(N/2)^2$；N 为奇数时为 $(N - 1)(N + 1)/4$；
- 对于一个环形网为 $N(N - 1)/2$。

(b) 对 N=3 和 4 画出网络示意图及其波长分配；

(c) 绘出波长数随结点数变化的曲线，要求针对星形、总线形和环形拓扑，且 $2 \leqslant N \leqslant 20$。

12.7 比较40 km和80 km长距离OC-48（STM-16）链路的系统富余度，要求针对1550 nm光源的最大和最小输出两种情况，假定每段链路两端各有1.5 dB耦合损耗，利用表12.4和12.5所提供的参数。

12.8 证明表12.6所给出的每个波长信道的最大光功率导致光纤中的总功率为+17 dBm。

12.9 两个SONET环需要在两个互联结点间相接，以保证发生故障时有冗余链路。画出两个双向线路切换（BLSR）SONET环的互联图，给出主通道和辅助通道，并指出正常和故障情况下的信号流向。在设计接口时，考虑如下可能发生在两个互联结点的故障情况：

(a) 其中一个互联结点的接收或发送故障；

(b) 整个结点故障；

(c) 两结点间的光纤断了。

12.10 同12.9题，画出一个UPSR和一个BLSR互联的情况。

12.11 考虑如图P12.11所示的4结点网络，每个结点采用三个不同的波长组合与其余两个结点通信，因此该网络中有6个不同的波长。令结点1采用λ_2、λ_4和λ_6同其他结点交换信息（这些波长在结点1受到分接和插入，其余波长直通）。请建立到其他结点的波长分配，采用如下表格的方式，假定任何结点的发送不会与本结点的接收通信：

	R_1	R_2	R_3	R_4	R_5	R_6
T_1	—					
T_2		—				
T_3			—			
T_4				—		
T_5					—	
T_6						—

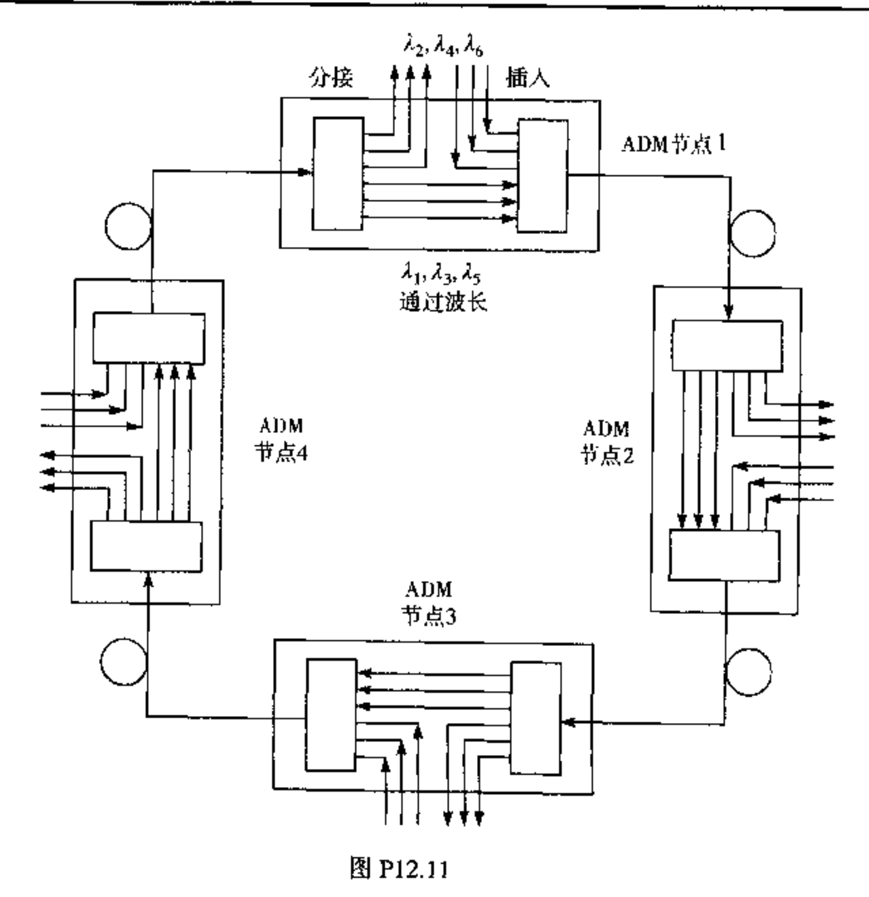


图 P12.11

12.12 考虑一个$(p, k)=(3, 2)$的洗牌网：

(a) 绘出如图12.18所示的结点间的互联；

(b) 该网络需要多少个波长？

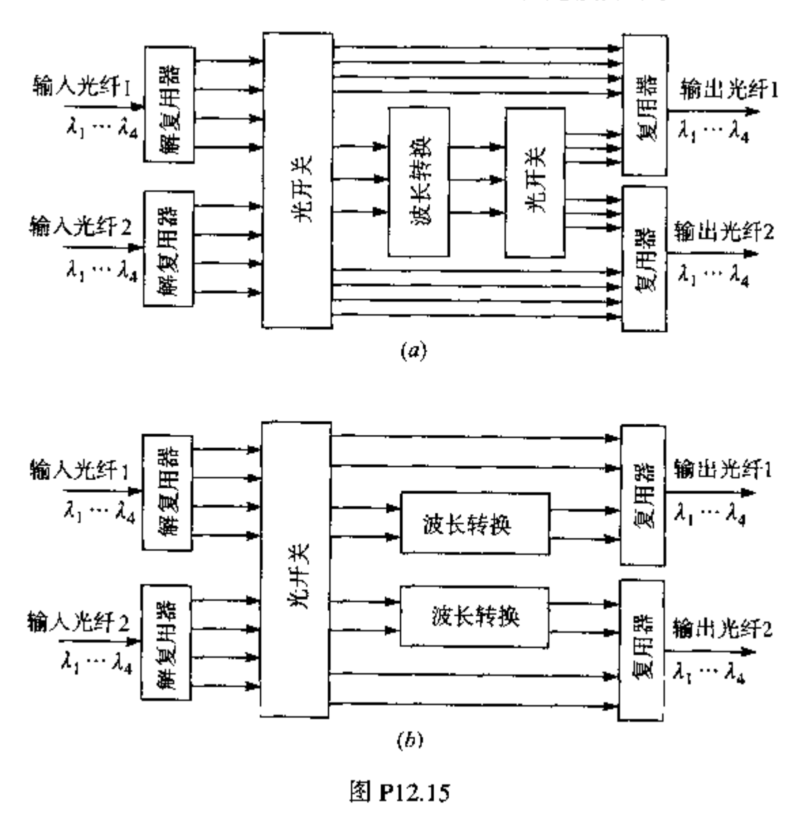
(c) 求跳数的平均值；

(d) 若每个波长承载的比特速率为1 Gb/s，求总的网络容量。

12.13 若洗牌网的路由算法平均分配各个信道的业务负荷，则信道效率为$\eta=1/\overline{H}$，其中$\overline{H}$为（12.20）式给出的平均跳数。画出信道效率η随连通度p（每个结点收发对的数目）变化的函数曲线，其中k=2、3、4．$1 \leqslant p \leqslant 10$。

12.14 考虑一个(p, k)的洗牌网中，计算从任何源结点跳离h次的结点数，其中$1 \leqslant h \leqslant 2k-1$，对这些数目在$h$上求和，从而推导出（12.20）式。

12.15 图P12.15给出了两个结构，其中采用了开关共享波长变换器以降级成本[40]。首先求一组波长连接方案，可用图P12.15(a)中的结点共享结构而建立，而不是使用图P12.15(b)中的链路共享结构，然后再求一组情况相反的波长连接方案。



图P12.15

12.16 考虑由三个互联环组成的网络，如图P12.16所示。圆圈代表具有光开关和波长变换的结点。这些结点可以从任何方向接收两个波长，再从任意线输出。正方形是含有可调光收发机（任一个接入站都可传送和接收所有波长）的接入站。假设网络有两个可用波长以建立如下通道：

(a) A-1-2-5-6-F；

(b) B-2-3-C；

(c) B-2-5-8-H；

(d) G-7-8-5-6-F；

(e) A-1-4-7-G。

试问在哪些结点需要波长变换器?

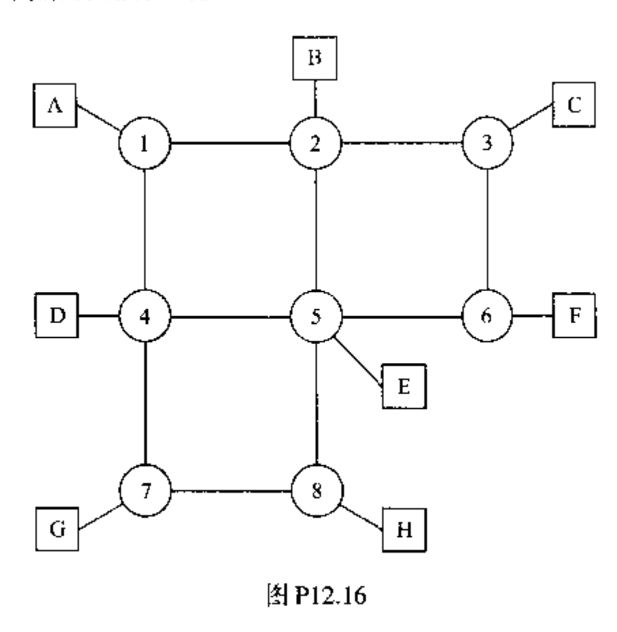


图 P12.16

12.17 类似于图 12.24，采用（12.27）式画出增益 $G=q/p$ 随波长数目 F 变化的函数曲线，其中阻塞概率为 $P_b=10^{-4}$ 和 10^{-5}，采用相同的跳数值 H=5、10 和 20。对于 H=20，画出 G 随 F 的变化曲线，在同一张图中画出 $P_b=10^{-3}$、10^{-4} 和 10^{-5}。试问阻塞概率增加对增益的影响如何?

12.18 考虑三个同时传输的光信号频率分别为 ν_1、ν_2 和 ν_3。

(a) 若这些频率正好有下列关系，$\nu_1=\nu_2-\Delta\nu$ 和 $\nu_3=\nu_2+\Delta\nu$，其中 $\Delta\nu$ 表示频率的递增量，列出由于 FWM 而引起的三阶波，并画出它们同三个原始波的相对关系。注意，FWM 引起的若干光波与原始波的频率相同；

(b) 现在考查 $\nu_1=\nu_2-\Delta\nu$ 和 $\nu_3=\nu_2+(3/2)\Delta\nu$ 的情况，求 FWM 引起的频率并画出它们相对于原始波的关系。

12.19 FWM 效率的详细表达式为[53]：

$$\eta=\frac{\alpha^2}{\alpha^2+\Delta\beta^2}\left[1+\frac{4\exp[-\alpha L)\sin^2(\Delta\beta L/2)}{[1-\exp(-\alpha L)]^2}\right]$$

其中因子 $\Delta\beta$ 是由于色散所引起的不同波的传播常数差异，它由下式给出：

$$\Delta\beta=\frac{2\pi\lambda^2}{c}|\nu_i-\nu_k|\times|\nu_j-\nu_k|\left[D(\nu_0)+\frac{\lambda^2}{2c}\frac{dD}{d\lambda}(|\nu_i-\nu_0|+|\nu_j-\nu_0|)\right]$$

等式中，色散值 $D(\nu_0)$ 和它的斜率 $dD/d\lambda$ 是在光频 ν_0 上的值。将上式代入（12.37）式，画出所产生的光功率 P_{112} 相对传输信道功率 P_1 的比例随信道间隔变化的函数曲线，两个信道的功率为 +7 dBm。试求下列色散和波长值时的该比例值：

(a) D=0 ps/(nm. km)和 λ=1556.6 nm；

(b) D=0.13 ps/(nm. km)和 λ=1556.1 nm；

(c) D=1.64 ps/(nm. km)和 λ=1537.2 nm；

令两信道的频率间隔从0变化到250 GHz。在何种情况下，令 $dD/d\lambda$=0.08 ps/(nm². km)、α=0.0461 km^{-1}、L=11 km，和 A_{eff}=55 μm²。对于 χ_{1111} 和 $\Delta\lambda$，可以引用例12.8所给出的值。

12.20 一个孤子传输系统工作于1550 nm，色散为1.5 ps/(nm. km)，有效纤芯面积为50 μm²。求FWHM宽度为16 ps的基态孤子所需的峰值功率。采用值 n_2=2.6 × 10^{-16}cm²/W，试问色散长度和孤子周期各为多少？对30 ps的脉冲所需的峰值功率为多少？

12.21 电信服务提供商需要一个单波长孤子传输系统工作于40 Gb/s，传输2000 km远。读者将如何设计该系统？可以任意选择各种所需的器件和设计参数。

12.22 建立一个习题12.21中设计的孤子传输系统的费用模型，为服务提供商确定工程费用提供参考。

12.23 考虑一个WDM系统采用两个孤子信道 λ_1 和 λ_2，由于不同的波长在光纤中传输速度有微小的差别，快信道的孤子将逐渐赶上并超过慢信道的孤子。若碰撞长度 L_{coll} 定义为脉冲的半功率点开始重叠到结束重叠之间的距离，则有：

$$L_{coll}=\frac{2T_s}{D\Delta\lambda}$$

其中 $\Delta\lambda=\lambda_1-\lambda_2$，$T_s$ 是脉冲的FWHM，D 是色散系数。

(a) 对于 T_s=16 ps，D=0.5 ps/(nm. km)和 $\Delta\lambda$=0.8 nm，碰撞长度是多少？

(b) 在孤子脉冲碰撞过程中会引起四波混频效应，但随后又衰减为0。为避免放大这些效应，必须满足条件 $L_{coll}\geqslant 2L_{amp}$，其中 L_{amp} 是放大器间隔，试问对于上述情况 L_{amp} 的上限是多少？

12.24 基于习题12.23所给出的条件，间隔为0.4 nm的WDM孤子系统所能允许的最大波长数为多少？L_{amp}=25 km，T_s=20 ps，D=0.4 ps/(nm. km)。

12.25 例如光正交码这样的理想(0，1)序列的比特误码概率，可以利用其上界描述[103]，即：

$$P_B(L)\approx\frac{1}{2}\sum_{i=k}^{L-1}\frac{(L-1)!}{(L-1-i)!i!}\left(\frac{K^2}{2F}\right)^i\left(1-\frac{K^2}{2F}\right)^{L-1-i}$$

其中，如（12.57）式所描述，F 是码序列的长度，K 是码重，L 表示网络中的激活用户数。L 的最大值由（12.57）式给出，画出 $P_B(L)$ 随激活用户数 L 在 $K\leqslant L\leqslant N$ 范围内的变化曲线，K 和 F 值分别为：

(a) K=3，F=121；

(b) K=4，F=241；

(c) K=5，F=401；

试问哪一种码重和码长可以提供最小误码率？

参考文献

1. (*a*) F. Callegati, M. Casoni, C. Raffaelli, and B. Bostica, "Packet optical networks for high-speed TCP-IP backbones," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 37, pp. 124–129, Jan. 1999.
(*b*) H. Yoshimura, K.-I. Sato, and N. Takachio, "Future photonic transport networks based on WDM technologies," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 37, pp. 74–81, Feb. 1999.

(c) A. G. Malis, "Reconstructing transmission networks using ATM and DWDM," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 37, pp. 140–145, June 1999.

2. R. D. Feldman, E. E. Harstead, S. Jiang, T. H. Wood, and M. Zirngibl, "An evaluation of architectures incorporating wavelength-division multiplexing for broadband fiber access," *J. Lightwave Tech.*, vol. 16, pp. 1546–1559, Sept. 1998.
3. (a) P. E. Green, Jr., "Optical networking update," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 14, pp. 764–779, June 1996.
   (b) P. E. Green, Jr., *Fiber Optic Networks*, Prentice Hall, New York, 1993.
4. B. Fabianek, K. Fitchew, S. Myken, and A. Houghton, "Optical network research and development in European Community programs: From RACE to ACTS," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 35, pp. 50–56, Apr. 1997.
5. I. P. Kaminow, "Advanced multiaccess lightwave networks," in I. P. Kaminow and T. L. Koch, eds., *Optical Fiber Telecommunications—III*, vol. A, Academic, New York, 1997, chap. 15, pp. 560–593.
6. D. J. G. Mestdagh, *Fundamentals of Multiaccess Optical Fiber Networks*, Artech House, Boston, 1995.
7. B. Mukherjee, *Optical Communication Networks*, McGraw-Hill, New York, 1997.
8. R. Ramaswami and K. N. Sivarajan, *Optical Networks*, Morgan Kaufmann, San Francisco, 1998.
9. (a) H. Akimaru and M. R. Finley, Jr., "Elements of the emerging broadband information highway," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 35, pp. 84–94, June 1997.
   (b) C.-J. L. van Driel, P. A. M. van Grinsven, V. Pronk, and W. A. M. Snijders, "The (r)evolution of access networks for the Information Superhighway," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 35, pp. 104–112, June 1997.
10. D. K. Hunter, M. H. M. Nizam, M. C. Chia, I. Andonovic, K. M. Guild, A. Tzanakaki, M. J. O'Mahony, J. D. Bainbridge, M. F. C. Stephens, R. V. Penty, and I. H. White, "WASPNET: A wavelength switched packet network," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 37, pp. 120–129, Mar. 1999.
11. G. Hill, L. Fernandez, and R. Cadeddu, "Building the road to optical networks," *Brit. Telecomm. Eng.*, vol. 16, pp. 2–12, Apr. 1997.
12. S. Saunders, *The McGraw-Hill High-Speed LANs Handbook*, McGraw-Hill, New York, 1996.
13. (a) W. J. Goralski, *SONET: A Guide to Synchronous Optical Networks*, McGraw-Hill, New York, 1997.
   (b) C. A. Siller, Jr. and M. Shafi (eds.), *SONET/SDH*, IEEE Press, New York, 1996.
14. T. M. Chen and S. S. Liu, *ATM Switching Systems*, Artech House, Boston, 1995.
15. (a) D. E. McDysan and D. L. Spohn, *ATM: Theory and Application*, McGraw-Hill, New York, 1995.
   (b) Z. Dziong, *ATM Network Resource Management*, McGraw-Hill, New York, 1997.
16. American National Standards Institute (ANSI), New York.
   (a) ANSI T1.105—1995, Telecommunications, *Synchronous Optical Network (SONET)—Basic Description Including Multiplex Structures, Rates, and Formats*, Oct. 1995.
   (b) ANSI T1.105.01—1995, *Synchronous Optical Network (SONET)—Automatic Protection Switching*, Nov. 1995.
   (c) ANSTI T1.105.06—1996 *Synchronous Optical Network (SONET)—Physical Layer Specifications*, Mar. 1996.
17. International Telecommunication Union—Telecommunication Standardization Sector (ITU-T), http://www.itu.int.
   (a) ITU-T Recommendation G.652, *Characteristics of Single-Mode Optical Fiber Cable*, 1993.
   (b) ITU-T Recommendation G.653, *Characteristics of Dispersion-Shifted Single-Mode Optical Fiber Cable*, 1993.
   (c) ITU-T Recommendation G.655, *Characteristics of Non-zero Dispersion-Shifted Single-Mode Optical Fiber Cable*, 1996.
   (d) ITU-T Recommendation G.957, *Optical Interfaces for Equipment and Systems Relating to the Synchronous Digital Hierarchy*, Jnly 1995.
   (e) ITU-T Recommendation G.691, *Optical Interfaces for Single-Channel Systems with Optical*

Amplifiers, 1998.

(*f*) ITU-T Recommendation G.692, *Optical Interfaces for Multichannel Systems with Optical Amplifiers*, Oct. 1998.

18. F. Tong, C. K. Chan, L. K. Chen and D. Lam, "Fault surveillance schemes for optical components and systems using fiber Bragg gratings and optical amplifiers as monitoring sources," in R. A. Barry, ed., *Optical Networks and Their Applications*, TOPS vol. 20, Optical Society of America, Washington, DC, 1998, pp. 84–90.
19. I. Haque, W. Kremer, and K. Raychaudhuri, "Self-healing rings in a synchronous environment," in C. A. Siller, Jr. and M. Shafi, eds., *SONET/SDH*, IEEE Press, New York, 1996, pp. 131–138.
20. T.-H. Wu, "Emerging technologies for fiber network survivability," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 33, pp. 58–74, Feb. 1995.
21. E. Ayanoglu and R. D. Gitlin, "Broadband network restoration," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 34, pp. 110–119, July 1996.
22. J. M. Simmons, E. L. Goldstein, and A. A. M. Saleh, "Quantifying the benefit of wavelength add-drop in WDM rings with distance-independent and dependent traffic," *J. Lightwave Tech.*, vol. 17, pp. 48–57, Jan. 1999.
23. (*a*) R. Ramaswami, "Multiwavelength lightwave networks for computer communications," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 31, pp. 78–88, Feb. 1993.
    (*b*) E. Hall, J. Kravitz, R. Ramaswami, M. Halvorson, S. Tenbrink, and R. Tomsen, "The Rainbow II gigabit optical network," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 14, pp. 814–823, June 1996.
24. A. S. Acampora, "The scalable lightwave network," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 32, pp. 36–42, Dec. 1994.
25. M. G. Hluchyj and M. J. Karol, "ShuffleNet: An application of generalized perfect shuffles to multihop lightwave networks," *J. Lightwave Tech.*, vol. 9, pp. 1386–1397, Oct. 1991.
26. M. I. Irshid and M. Kavehrad, "A WDM cross-connected star topology for multihop lightwave networks," *J. Lightwave Tech.*, vol. 10, pp. 828–835, June 1992.
27. K. Sivarajan and R. Ramaswami, "Lightwave network based on de Bruijn graphs," *IEEE/ACM Trans. on Networking*, vol. 2, pp. 70–79, Feb. 1994.
28. J. Brassil, A. K. Choudhury, and N. F. Maxemchuk, "The Manhattan Street Network: A high-performance, highly reliable metropolitan area network," *Computer Networks & ISDN Sys.*, vol. 26, pp. 841–858, Mar. 1994.
29. (*a*) H. J. Siegel, *Interconnection Networks for Large-Scale Parallel Processing*, McGraw-Hill, New York, 1990.
    (*b*) K. Hwang, *Advanced Computer Architecture*, McGraw-Hill, New York, 1993.
30. E. Iannone and R. Sabella, "Optical path technologies: A comparison among different cross-connect architectures," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 2184–2196, Oct. 1996.
31. S. Okamoto, K. Oguchi, and K.-I. Sato, "Network architecture for optical path transport networks," *IEEE Trans. Commun.*, vol. 45, pp. 968–977, Aug. 1997.
32. Y.-K. Chen and C.-C. Lee, "Fiber Bragg grating-based large nonblocking multiwavelength cross-connects," *J. Lightwave Tech.*, vol. 16, pp. 1746–1756, Oct. 1998.
33. A Carena, M. D. Vaughn, R. Gaudino, M. Shell, and D. J. Blumenthal, "OPERA: An optical packet experimental routing architecture with label-swapping capability," *J. Lightwave Tech.*, vol. 16, pp. 2135–2145, Dec. 1998.
34. H. S. Hinton, J. R. Erickson, T. J. Cloonan, and G. W. Richards, "Space-division switching," in J. E. Midwinter, ed., *Photonics in Switching*, vol. 2, Academic, New York, 1993.
35. M. Fujiwara and T. Sawano, "Photonic space-division switching technologies for broadband networks," *IEICE Trans. Commun.*, vol. E77-B, pp. 110–118, Feb. 1994.
36. D. J. Blumenthal, P. R. Prucnal, and J. R. Sauer, "Photonic packet switches: Architectures and experimental implementations," *Proc. IEEE*, vol. 82, pp. 1650–1667, Nov. 1994.
37. T. A. Tumolillo, Jr., M. Donckers, and W. H. G. Horsthuis, "Solid state optical space switches for network cross-connect and protection applications," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 35, pp. 124–130, Feb. 1997.

38. H. Okayama, T. Kamijoh, and M. Kawahara, "Multiwavelength highway photonic switches using wavelength sorting elements—Design," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 607–615, Apr. 1997.
39. Special Issue on "Photonic Packet Switching Technologies, Techniques, and Systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. 16, Dec. 1998.
40. K.-C. Lee and V. O. K. Li, "A wavelength-convertible optical network," *J. Lightwave Tech.*, vol. 11, pp. 962–970, May/June 1993.
41. R. Ramaswami and K. Sivarajan, "Design of logical topologies for wavelength-routed optical networks," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 14, pp. 840–851, June 1996.
42. R. A. Barry and P. Humblet, "Models of blocking probability in all-optical networks with and without wavelength conversion," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 14, pp. 858–867, June 1996.
43. M. Kovacevic and A. S. Acampora, "Benefits of wavelength translation in all-optical clear-channel networks," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 14, pp. 868–880, June 1996.
44. S. Baroni and P. Bayvel, "Wavelength requirements in arbitrarily connected wavelength-routed optical networks," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 242–251, Feb. 1997.
45. D. Nesset, T. Kelly, and D. Marcenac, "All-optical wavelength conversion using SOA nonlinearities," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 36, pp. 56–61, Dec. 1998.
46. J. Y. Hui, *Switching and Traffic Theory for Integrated Broadband Networks*, Kluwer, Norwell, MA, 1990.
47. R. G. Waarts, A. A. Friesem, E. Lichtman, H. H. Yaffe, and R.-P. Braun, "Nonlinear effects in coherent multichannel transmission through optical fibers," *Proc. IEEE*, vol. 78, pp. 1344–1368, Aug. 1990.
48. A. R. Chraplyvy, "Limitations on lightwave communications imposed by optical-fiber nonlinearities," *J. Lightwave Tech.*, vol. 8, pp. 1548–1557, Oct. 1990.
49. A. R. Chraplyvy and R. W. Tkach, "What is the actual capacity of single-mode fibers in amplified lightwave systems?" *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 5, pp. 666–668, June 1993.
50. X. Y. Zou, M. I. Hayee, S.-M. Hwang, and A. E. Willner, "Limitations in 10-Gb/s WDM optical fiber transmission when using a variety of fiber types to manage dispersion and nonlinearities," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 1144–1152, June 1996.
51. R. H. Stolen, "Nonlinear properties of optical fibers," in S. E. Miller and A. G. Chynoweth, eds., *Optical Fiber Telecommunications*, Academic, New York, 1979.
52. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic, New York, 2nd ed., 1995.
53. F. Forghieri, R. W. Tkach, and A. R. Chraplyvy, "Fiber Nonlinearities and their Impact on Transmission Systems," in I. P. Kaminow and T. L. Koch, eds., *Optical Fiber Telecommunications—III*, vol. A, Academic, New York, 1997, chap. 8, pp. 196–264.
54. B. Zhang and L. Lu, "Isolators protect fiber optic systems and optical amplifiers," *Laser Focus World (http://www.lfw.com)*, vol. 34, pp. 147–152, Nov. 1998.
55. J. A. Buck, *Fundamentals of Optical Fibers*, Wiley, New York, 1995.
56. C. McIntosh, A. Yeniay, J. Toulouse, and J.-M. P. Delavaux, "Stimulated Brillouin scattering in dispersion-compensating fiber," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 3, pp. 173–176, Apr. 1997.
57. D. A. Fishman and J. A. Nagel, "Degradations due to stimulated Brillouin scattering in multigigabit intensity-modulated fiber-optic systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. 11, pp. 1721–1728, Nov. 1993.
58. N. Ohkawa and Y. Hayashi, "Bit rate degradation caused by SBS in CPFSK coherent optical repeaterless systems with booster amplifiers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 13, pp. 914–922, May 1995.
59. X. P. Mao, R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, R. M. Jopson, and R. M. Dorosier, "Stimulated Brillouin threshold dependence on fiber type and uniformity," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 4, pp. 66–69, Jan. 1992.
60. X. P. Mao, G. E. Bodeep, R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, T. E. Darcie, and R. M. Dorosier, "Brillouin scattering in externally modulated lightwave AM-VSB CATV transmission systems," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 4, pp. 287–289, Mar. 1992.

61. N. Kikuchi and S. Sasaki, "Analytical evaluation technique of self-phase modulation effect on the performance of cascaded optical amplifier systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. 13, pp. 868–878, May 1995.
62. N. Kikuchi, K. Sekine, and S. Sasaki, "Analysis of XPM effect on WDM transmission performance," *Electron. Lett.*, vol. 33, pp. 653–654, Apr. 1997.
63. L. Rapp, "Experimental investigation of signal distortions induced by CPM combined with dispersion," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 9, pp. 1592–1594, Dec. 1997.
64. M. Shtaif, M. Eiselt, R. W. Tkach, R. H. Stolen, and A. H. Gnauck, "Crosstalk in WDM systems caused by CPM in EDFAs," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 10, pp. 1796–1798, Dec. 1998.
65. R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, F. Forghieri, A. H. Gnauck, and R. M. Dorosier, "Four-photon mixing and high-speed WDM systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. 13, pp. 841–849, May 1995.
66. W. Zeiler, F. Di Pasquale, P. Bayvel, and J. E. Midwinter, "Modeling of four-wave mixing and gain peaking in amplified WDM optical communication systems and networks," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 1933–1941, Sept. 1996.
67. N. Shibata, R. P. Braun, and R. G. Waarts, "Phase-match dependence of efficiency of wave generation through four-wave mixing in a single-mode optical fiber," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 23, pp. 1205–1210, July 1987.
68. C. Kurtzke, "Suppression of fiber nonlinearities by appropriate dispersion management," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 5, pp. 1250–1253, Oct. 1993.
69. E. Lichtman, "Performance limitations imposed on all-optical ultralong communication systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. 13, pp. 898–905, May 1995.
70. B. Jopson and A. H. Gnauck, "Dispersion compensation for optical fiber systems," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 33, pp. 96–102, June 1995.
71. H. Taga, "Long distance transmission experiments using the WDM technology," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 1287–1298, June 1996.
72. K. Hinton, "Long-haul system issues with Bragg fiber grating-based dispersion compensation," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 5, pp. 145–164, Apr. 1999.
73. D. Garthe, G. Milner, and Y. Cai, "System performance of broadband dispersion-compensating gratings," *Electron. Lett.*, vol. 34, pp. 582–583, Mar. 1998.
74. A. N. Pilipetskii, V. J. Mazurczyk, and C. J. Chen, "The effect of dispersion compensation on system performance when nonlinearities are important," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 11, pp. 284–286, Feb. 1999.
75. D. Breuer, H. J. Ehrke, F. Küppers. R. Ludwig, K. Petermann, H. G. Weber, and K. Weich, "Unrepeated 40-Gb/s RZ single-channel transmission at 1.55 μm using various fiber types," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 10, pp. 822–824, June 1998.
76. C. Casper, H.-M. Foisel, R. Freund, and B. Strebel, "Four-channel 10-Gb/s transmission over 15-wavelength selective cross-connect paths and 1175-km dispersion-compensated single-mode fiber," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 10, pp. 1479–1480, Oct. 1998.
77. D. Breuer, K. Obermann, and K. Petermann, "Comparison of N $\times$ 40 Gb/s and 4N $\times$ 10 Gb/s WDM transmission over standard single-mode fiber at 1.55 μm," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 10, pp. 1793–1795, Dec. 1998.
78. C.-S. Li and F. Tong, "Crosstalk and interference penalty in all-optical networks using static wavelength routers," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 1120–1126, June 1996.
79. P. A. Humblet and W. M. Hamdy, "Crosstalk analysis and filter optimization of single- and double-cavity Fabry-Perot filters," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 8, pp. 1095–1107, Aug. 1990.
80. K.-P. Ho and J. M. Kahn, "Methods for crosstalk measurement and reduction in dense WDM systems," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 1127–1135, June 1996.
81. L. W. Couch II, ***Digital and Analog Communication Systems***, Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ, 5th ed., 1997.
82. L. F. Mollenauer, J. P. Gordon, and S. G. Evangelides, "Multigigabit soliton transmissions traverse ultra-long distance," *Laser Focus World*, vol. 27, pp. 165–170, Nov. 1991.

83. H. A. Haus, "Optical fiber solitons: Their properties and uses," *Proc. IEEE*, vol. 81, pp. 970–983, July 1993.
84. A. Hasegawa and Y. Kodama, *Solitons in Optical Communication*, Clarendon Press, Oxford, 1995. This book presents detailed mathematical aspects of the theory of solitons.
85. Y. Lai and H. A. Haus, "Quantum theory of solitons in optical fibers. II. Exact solution," *Phys. Rev.*, vol. 40, pp. 854–866, July 1989.
86. H. Haus and W. S. Wong, "Solitons in optical communications," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 68, pp. 432–444, 1996.
87. L. F. Mollenauer, J. P. Gordon, and P. V. Mamyshev, "Solitons in high bit-rate, long-distance transmission," in I. P. Kaminow and T. L. Koch, eds., *Optical Fiber Telecommunications—III*, vol. A, Academic, New York, 1997, chap. 12, pp. 373–460.
88. E. Iannone, F. Matera, A. Mecozzi, and M. Settembre, *Nonlinear Optical Communication Networks*, Wiley, New York, 1998, chap. 5, pp. 138–251.
89. E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers*, Wiley, New York, 1994.
90. G. P. Agrawal, *Fiber Optic Communication Systems*, Wiley, New York, 2nd ed., 1997, chap. 10.
91. J. S. Russell, *Reports of the Meetings of the British Association for the Advancement of Science*, 1844.
92. J. P. Gordon, "Interaction forces among solitons in optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 8, no. 11, pp. 596–598, 1983.
93. F. M. Mitsche and L. F. Mollenauer, "Experimental observation of interaction forces between solitons in optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 12, no. 5, pp. 355–357, 1987.
94. J. A. Salehi, "Code-division multiple-access techniques in optical fiber networks—Part I: Fundamental principles," *IEEE Trans. Commun.*, vol. 37, pp. 824–833, Ang. 1989.
95. J. A. Salehi and C. A. Brackett, "Code-division multiple-access techniques in optical fiber networks—Part II: System performance analysis," *IEEE Trans. Commun.*, vol. 37, pp. 834–842, Aug. 1989.
96. W. C. Kwong, P. A. Perrier, and P. R. Prucnal, "Performance comparison of asynchronous and synchronous CDMA techniques for fiber-optic local area networks," *IEEE Trans. Commun.*, vol. 39, pp. 1625–1634, Nov. 1991.
97. E. L. Walker, "A theoretical analysis of the performance of CDMA communications over multimode fiber channels—Part I: Transmission and detection," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 12, pp. 751–761, May 1994.
98. E. L. Walker, "A theoretical analysis of the performance of CDMA communications over multimode fiber channels—Part II: System performance evaluation," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 12, pp. 976–983, June 1994.
99. M. Kavehrad and D. Zaccarin, "Optical code-division-multiplexed systems based on spectral encoding of noncoherent sources," *J. Lightwave Tech.*, vol. 13, pp. 534–545, Mar. 1995.
100. S. V. Maric, O. Moreno, and C. J. Corrada, "Multimedia transmission in fiber-optic LANs using optical CDMA," *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, pp. 2149–2153, Oct. 1996.
101. C.-L. Lin and J. Wu, "A synchronous fiber-optic CDMA system using adaptive optical hard limiter," *J. Lightwave Tech.*, vol. 16, pp. 1393–1403, Aug. 1998.
102. N. Karafolas and D. Uttamchandani, "Local area network ocmmunications using optical spread spectrum and serial correlation of bipolar codes," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 3, no. 3, pp. 253–266, July 1997.
103. J. Mückenheim, K. Iversen, and D. Hampicke, "Construction of high-efficient optical CDMA computer networks: Statistical design," *Proc. IEEE Int. Conf. Commun. (ICC) 98*, pp. 1289–1293, June 1998.
104. S. W. Lee and D. H. Green, "Performance analysis of optical orthogonal codes in CDMA LANs," *IEE Proc.—Commun.*, vol. 145, pp. 265–271, Ang. 1998.
105. E. D. J. Smith, R. J. Blaikie, and D. P. Taylor, "Performance enhancement of spectral-amplitude-coding optical CDMA using pulse-position modulation," *IEEE Trans. Commun.*, vol. 46, pp. 1176–1186, Sept. 1998.
106. R. C. Dixon, *Spread Spectrum Systems with Commercial Applications*, Wiley, New York, 3rd ed., 1994.

107. G.-C. Yang and W. C. Kwong, "Performance comparison of multiwavelength CDMA and WDMA + CDMA for fiber-optic networks," *IEEE Trans. Commun.*, vol. 45, pp. 1426–1434, Nov. 1997.
108. F. R. K. Chung, J. A. Salehi, and V. K. Wei, "Optical orthogonal codes: Design, analysis and applications," *IEEE Trans. Inform. Theory*, vol. 35, pp. 595–604, May 1989.
109. S. V. Maric, M. Hahm, and E. L. Titlebaum, "Construction and performance analysis of a new family of optical orthogonal codes for CDMA fiber-optic networks," *IEEE Trans. Commun.*, vol. 43, pp. 485–489, Feb./Mar./Apr. 1995.
110. D. Zaccarin and M. Kavehrad, "New architecture for incoherent optical CDMA to achieve bipolar capacity," *Electron. Lett.*, vol. 30, pp. 258–259, Feb. 1994.
111. D. Zaccarin and M. Kavehrad, "Performance evaluation of optical CDMA systems using noncoherent detection and bipolar codes," *J. Lightwave Tech.*, vol. 12, pp. 96–105, Jan. 1994.
112. L. Nguyen, T. Dennis, B. Aazhang, and J. F. Young, "Experimental demonstration of bipolar codes for optical spectral amplitude CDMA communication," *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, pp. 1647–1653, Sept. 1997.
113. Special Issue on "Ultrafast Electronics, Photonics, and Optoelectronics," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 2, no. 3, Sept. 1996.
114. D. Cotter, J. K. Lucek, and D. D. Marcenac, "Ultra-high-bit-rate networking: From the transcontinental backbone to the desktop," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 35, pp. 90–95, Apr. 1997.
115. A. R. Chraplyvy and R. W. Tkach, "Terabit/second transmission experiments," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 34, pp. 2103–2108, Nov. 1998.
116. D. Cotter and A. D. Ellis, "Asynchronous digital optical regeneration and networks," *J. Lightwave Tech.*, vol. 16, pp. 2068–2080, Dec. 1998.
117. V. W. S. Chan, K. L. Hall, E. Modiano, and K. A. Rauschenbach, "Architectures and technologies for high-speed optical data networks," *J. Lightwave Tech.*, vol. 16, pp. 2146–2168, Dec. 1998.
118. S. Aisawa, T. Sakamoto, M. Fukui, J. Kani, M. Jinno, and K. Oguchi, "Ultra-wideband, long-distance WDM demonstration of 1 Tb/s 600-km transmission using 1550 and 1580 nm wavelength bands," *Electron. Lett.*, vol. 34, pp. 1127–1129, May 1998.
119. T. Ono and Y. Yano, "Key technologies for terabit/second WDM systems with high spectral efficiency of over 1 bit/Hz," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 34, pp. 2080–2088, Nov. 1998.
120. H. Taga, M. Suzuki, N. Edagawa, S. Yamamoto, and S. Akiba, "Long-distance WDM transmission experiments using the dispersion slope compensator," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 34, pp. 2055–2063, Nov. 1998.
121. S. Kawanishi, "Ultrahigh-speed optical TDM transmission technology based on optical signal processing," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 34, pp. 2064–2079, Nov. 1998.
122. L. F. Mollenauer and P. V. Mamyshev, "Massive WDM with solitons," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 34, pp. 2089–2102, Nov. 1998.
123. A. D. Ellis, D. M. Patrick, D. Flannery, R. J. Manning, D. A. O. Davies, and D. M. Spirit, "Ultra-high speed OTDM networks using semiconductor amplifier-based processing nodes," *J. Lightwave Tech.*, vol. 13, pp. 761–770, May 1995.
124. S.-W. Seo, K. Bergman, and P. R. Prucnal, "Transparent optical networks with time-division multiplexing," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 14, pp. 1039–1051, June 1996.
125. C.-K. Chan, L.-K Chen, and K.-W. Cheung, "A fast channel-tunable optical transmitter for ultra-high-speed all-optical time-division multiaccess networks," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 14, pp. 1052–1056, June 1996.
126. Ö. Boyraz, J. W. Lou, K. H. Ahn, Y. Liang, T. J. Xia, Y.-H. Kao, and M. N. Islam, "Demonstration and performance analysis for the off-ramp portion of an all-optical access network," *J. Lightwave Tech.*, vol. 17, pp. 998–1010, June 1999.
127. B. Y. Yu, I. Glesk, and P. R. Prucnal, "Analysis of a dual-receiver node with high fault tolerance for ultrafast OTDM packet-switched shuffle networks," *J. Lightwave Tech.*, vol. 16, pp. 736–744, May 1998.

第13章 测　　量

在设计和铺设光纤通信系统时需要测量技术，用以测量和调整各组成单元的工作参数，特别重要的是对光纤进行精确测量，因为光纤一旦铺设好之后便不能随意更换。有两类人对光纤特性感兴趣，他们是光纤制造商和系统工程师。前者关注影响光纤性能的材料和结构，后者必须掌握充足的光纤性能参数数据，以完成实际的设计计算以及在铺设过程和运行过程中的系统评估。

在设计阶段，需要关注的光纤参数有多模光纤的纤芯和包层直径、数值孔径、折射率分布、光纤的损耗和色散。对于单模光纤，重要的特性包括有效截止波长、模场直径、光纤的损耗和色散，通常光纤制造商会给出这些参数的值。在光缆的制造、铺设和运行过程中，光纤的几何尺寸、折射率分布、数值孔径、有效截止波长和模场直径是不会改变的，因此一旦知道了这些参数，就没有必要再重新测量了。

但是在光纤成缆和光缆铺设过程中，光纤的损耗和色散会发生变化。在单模光纤中，色度色散和偏振模色散是限制带宽距离积的重要因素，而在多模光纤中就需要检测模间色散效应。例如，微弯会引起光纤的附加损耗；当几个光缆段依次连接以形成长链路时，光纤接头处的模式再分配会严重影响模间色散。在高速WDM链路中色度色散效应显得特别重要，在单模光纤链路中偏振模色散是限制最高数据传输速率的主要因素。因此就像关注确定光缆中断裂点和故障位置的方法一样，用户同样特别关注对这些参数的测量过程。

除了光纤参数以外，系统工程师们还需要了解无源分光器、连接器和光耦合器的特性，以及诸如光源、光检测器和光放大器等光电器件的特性。进一步，在链路的铺设和测试阶段，需要关注的工作参数包括误码率、时间抖动和信噪比，这些可以通过眼图观察。在实际运行过程中，链路的维护和监测功能也需要使用测量技术，以便确定诸如光纤中故障点的位置和远端光放大器的状态等因素。

本章讨论的是光纤链路或网络的设计人员及用户十分关注的测量技术及性能测试。由于篇幅有限，这里不考虑那些不变的光纤参数（例如几何尺寸、MFD、折射率等）的测量，有兴趣的读者可以参考本领域内的几本综合性著作[1-8]。这里需要特别关注的是对WDM链路的测量，图13.1所示的是一些需要测试的相关参数以及在WDM链路中的测试位置，这些都是至关重要的。

在本章的13.1节和13.2节中，首先给出了测量标准，接着介绍了光纤通信链路的基本测试设备。13.3节将讨论损耗的测量，13.4节介绍了模间色散、色度色散和偏振模色散的测量方法。13.5节介绍了光纤野外测量仪器的使用。最后两节分别介绍了眼图及其分析方法和应用光谱分析仪来分析光源的频谱响应及测试EDFA。

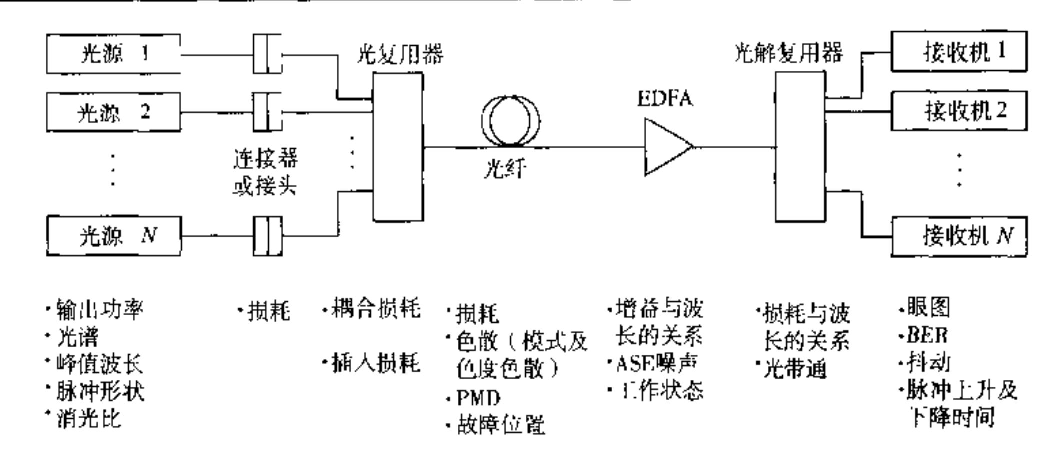


图13.1 典型WDM链路的构成和用户关注的一些性能测试参数

13.1 测量标准和测试过程

在深入研究测量技术之前，我们先来看看目前光纤测量的标准。有三类基本标准，即基础标准、器件测试标准和系统标准。

基础标准用于测量和表征基本的物理参数，如损耗、带宽、单模光纤的模场直径和光功率等。在美国，负责制定基础标准的主要组织是国家标准和技术协会(NIST, National Institute of Standards and Technology)。该组织位于科罗拉多州的Boulder[9]，负责光纤和激光器标准的制定工作，并发起了一个光纤测量年会[10]。其他国家相应的组织有英国国家物理实验室（NPL, National Physical Laboratory）[11]和德国的PTB（Physikalisch-Technische Bundesanstalt）[12]。

器件测试标准定义了光纤器件性能的相关测试项目，并建立了设备校准程序。有几个不同的组织负责制定测试标准，其中最为活跃的有：电信工业协会（TIA, Telecommunication Industries Association）[13]、电气工业协会（EIA, Electronic Industries Association）[14]、国际电信联盟电信标准部（ITU-T, the Telecommunication Standardization Sector of the International Telecommunication Union）[15]和国际电工委员会（IEC, International Electrotechnical Commission）[16]。TIA有120多条光纤测试标准和说明，在一般情况下，使用TIA/ EIA-455-*XX*-*YY*进行标识，*XX*指特定的测量技术，*YY*指公布年份。这些标准也称为光纤测试程序（FOTP），所以TIA/ EIA-455-*XX*就变成了FOTP-*XX*。这些标准中还包括大量推荐的测量方法，用来测量光纤、光缆、无源器件和光电器件对环境因素和工作条件的响应。例如，TIA/ EIA-455-60-1997或者FOTP-60是测量光纤和光缆长度的方法，公布于1997年。

系统标准是指链路和网络的测量方法。负责系统标准的主要组织是美国国家标准协会(ANSI)[17]、电子电器工程师协会（IEEE）[18]和ITU-T。对光纤系统的测试应特别注重的是来自ITU-T的测试标准和建议。目前已经公布和即将面世的ITU-T建议适用于光网络的各个方面，包括以下内容[19]：

1. G.ons建议，“光传送网的网络节点接口”，包括光层功能开销的定义，例如传输波长的管理等。
2. G.872建议，“光传送网的结构”，1999年2月。
3. G.798建议，给出了光网络单元的功能特性。
4. G.onc建议，“光网络器件和子系统”，提出了器件和子系统传输方面的问题，例如分插复用

器和光交叉连接。

5. G.983 建议，“基于无源光网络的高速光接入系统”，1998 年 10 月。

6. G.959.1 建议，“光网络物理层”，提出了点到点的 WDM 系统，以优化长距离传送。

7. G.onm 建议，本建议处理“光网络单元管理”中的问题。

8. G.871 建议，“光网络单元框架”，给出了各种建议与制定它们的理论基础之间的联系。

13.2 测试设备

当光信号通过光纤链路的各个部分时，需要测量和表征的基本参数有三个：光功率、偏振和频谱成分。完成光器件和系统的这些参数测试的基本设备主要有：光功率计、衰减器、可调谐激光器、光谱分析仪和光时域反射仪。这些设备具有不同的功能，其尺寸从适合野外使用的便携式的、手持式的到实验室里使用的手提箱大小的精密仪器[20]。实验室里使用的仪器有很高的精度，通常野外使用的设备不需要有那么高的精度，但是它们需要更结实，保证能在温度变化、潮湿、灰尘和机械压力等恶劣环境下顺利可靠地完成测量任务。实际上野外使用的手持式设备也已经很精密了，它们具有自动控制测试的微处理器和计算机接口。

像偏振分析仪和光通信分析仪这样更精密的仪器可以用来测量和分析偏振模色散（PMD）、眼图和脉冲波形。在用户键入待测参数和需要的测试范围之后，只要按一下按钮，这些仪器就可以完成各类统计测量。

13.2.1 光功率计

光功率测量是光纤测量学中最基本的操作，几乎每一种光波测试设备都包含有某种形式的光功率检测。这类手持式仪器种类繁多，功能也不完全相同，带有光检测器的多波长光功率计是测量光信号功率电平最通用的仪器，通常以 dBm（0 dBm=1mW）或 dBμ（0 dBμ=1 μW）的形式输出。

图 13.2 所示的是 EXFO 公司的小型手持式光功率计 FOT-90A 的外形，这种通用仪器有许多具有不同性能的光检测器可供选用。例如，在 780~1600 nm 波段内，选用 Ge 光检测器，其测量范围是 +18~－60 dBm；而在 840~1650 nm 波段内，选用 InGaAs 光检测器，则其测量范围是 +3~−73 dBm。在各种情况下，20 个定标波长处光功率测量的精度为 ±20 dB。带有应用软件的 RS-232 接口允许下载测量结果，用户可以使用列表或图形的方式察看、输出或打印测量结果。在一个可编程的时间间隔内，永久内存寄存器可以手动存储 512 个读数，自动存储 400 个读数。

图 13.3 所示的是另一种手持式测试设备，因为它带有光源，所以能完成更复杂的光功率测试。例如，这种仪器同时具有功率计、光损耗测试仪、回传损耗测试仪和可视化故障指示仪的功能。光损耗测试仪能在两个波长上双向自动测量光纤的损耗，回传损耗测试仪可用于测量光纤跳线的质量，可视化故障指示仪能确定光缆中故障和断裂点的位置，一个通话单元则可提供野外作业人员之间的全双工通信。



图 13.2　通用手持式光功率计样品（EXFO.E.O Inc.工程部授权提供的 FOT-90A 模型）



图 13.3　野外使用的多功能便携式测试仪（EXFO.E.O.Inc.工程部授权提供的 FOT-920 模型）

13.2.2　光衰减器

在许多实验或产品测试中，可能需要测量高电平光信号的特性。如果电平太高，比如光放大器的强输出，则测量前信号需要经过精确衰减，这样做是为了避免仪器损坏或测量的过载失真。光衰减器允许用户降低光信号电平，例如在特定波长上（通常是 1310 nm 或 1550 nm）经过精确的处理步骤，最高衰减能达到 60 dB（相当于 10^6）。用于野外快速测量的设备（和磁带盒差不多大），其衰减范围的精度能达到 0.5 dB 就可以了，而实验室内使用的仪器的衰减精度需要达到 0.001 dB。

13.2.3　可调谐激光器

可调谐激光器是测试光器件和链路与波长有关的响应的重要仪器。图 13.4 所示为 Hewlett-Packard 公司的一个产品（8186B 型），它能在每个选定的波长点上产生真正的单模激光谱线，其光源是一个外腔式半导体激光器。一个移动衍射光栅作为可调谐滤波器进行波长选择，根据激光器与光栅的组合，典型仪器的调谐范围既可以在 1280~1330 nm 波段，也可以在 1450~1565 nm 波段。当

需要进行波长扫描时，如果扫描频谱区域内输出光功率平坦，那么波长扫描可以自动完成。这类仪器的最小输出光功率是 −10 dBm，绝对波长精确度的典型值是 ±0.1 nm。



图 13.4　可调谐激光器样品（Hewlett-Packard Co.授权提供的 HP-8168B 型）

13.2.4　光谱分析仪

使用光谱分析仪测量得到的光功率是波长的函数[21]，最普通的实现途径是利用基于衍射光栅的光滤波器，它的波长分辨率小于0.1 nm。基于Michelson干涉仪的波长仪可以达到更高的波长精度（±0.001 nm）。为了测量非常窄的线宽（典型单频半导体激光器的线宽是 10 MHZ），光谱分析仪使用零差和外差检测技术。图 13.5 所示的是一个通用光谱分析仪，屏幕上显示的是其典型的测量轨迹。

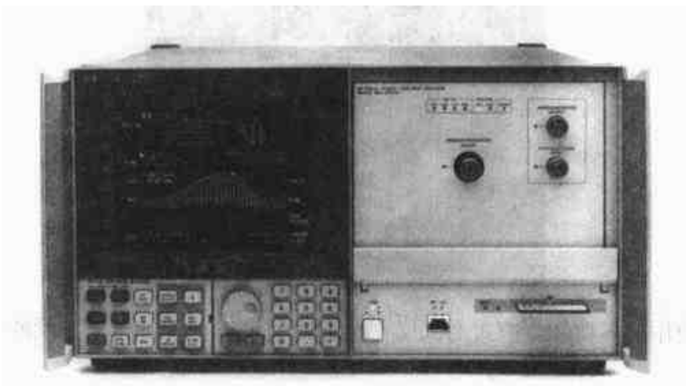


图 13.5　通用光谱分析仪（OSA）及其屏幕上显示的典型测量轨迹（Hewlett-Packard Co.授权提供的 HP-70951A 型）

13.2.5　光时域反射仪

光纤通信系统中长期广泛使用的仪器是光时域反射仪（OTDR），这种仪表除了能确定光纤链路中故障的位置外，它还能测量光纤损耗、光纤长度、连接器与接头损耗以及反射比等参数。典型的 OTDR 由光源和接收机、数据采集模块、中央处理器（CPU）、用于保存内部存储器和外部磁盘中数据的信息存储单元和显示器组成。图 13.6 所示的是用于野外测量的通用便携式 OTDR。

图 13.7 是 OTDR 技术的基本原理图。从基本原理上来分析，OTDR 就是光雷达。利用直接耦合器或分光器将周期性的激光窄脉冲入射到待测光纤的一端来驱动 OTDR，通过分析后向散射光波形的振幅和时域特性即可确定光纤链路的特性。OTDR 的各种应用和后向散射波形的解释将在 13.5 节讨论。



图13.6　便携式通用测试设备 - 光时域反射仪（OTDR）
（EXFO.E.O.Inc.工程部授权提供的FTB-300型）

13.2.6　多功能光测试系统

在实验室、生产和质量控制环境中，许多仪器都有替代模块，使用这些替代模块可以完成各种不同类型的测量。图13.8所示的是EXFO公司的一个系统，它包括一个主机的基本模块和一个扩展单元。主机是一个基于微处理器的单元，它能整理数据编译和分析各种测试仪器送来的数据。这种测试系统可以控制具有RS-232通信能力的外部仪器，它还具有网络功能，提供计算机的远程接入。这种即插式模块具有在很宽的范围内进行测量的能力，例如它可以提供的主要功能包括单信道或多信道光功率计、ASE宽带源、可调谐激光光源、可变衰减器、光谱分析仪和PMD分析仪。

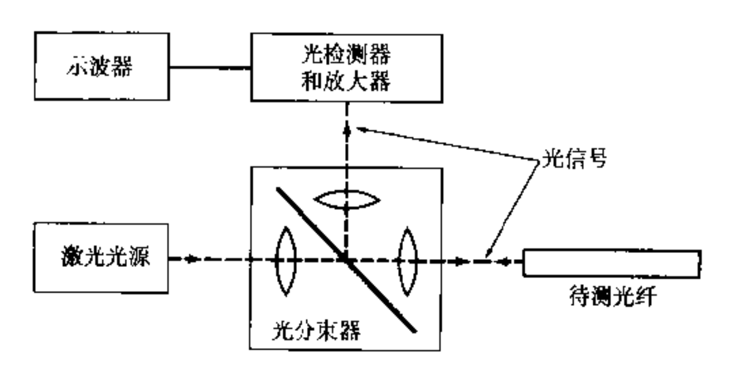


图13.7　光时域反射仪（OTDR）的工作原理

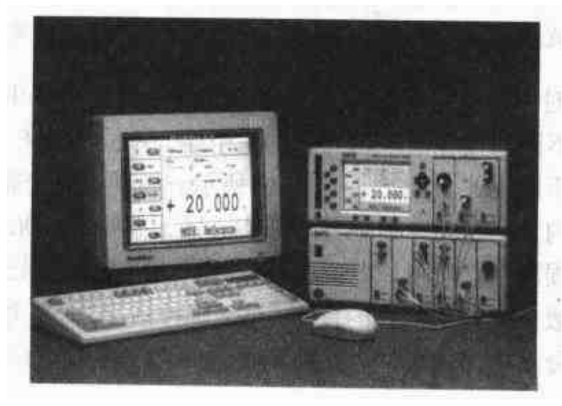


图13.8　基于PC的多功能光测试系统（EXFO.E.O.Inc.工程部授权提供的IQ-203主机模块和IQ-206扩展单元）

13.3 损耗测量

光纤波导中光功率损耗是吸收过程、散射机制和波导效应共同作用的结果。制造商通常对各种因素单独引起的损耗大小感兴趣，而使用光纤的系统工程师则更关注的是光纤传输的总损耗。本章中我们将只讨论总传输损耗的测量技术，将根据各种FOTP标准和ITU-T的有关建议进行测量，这包括对单模光纤的G.650建议和对折射率渐变型多模光纤的G.651建议。

测量光纤损耗有三种基本方法。使用相同的输入耦合光功率，测量经过一段长的和短的相同光纤后的传输光功率，是最早推出和最通用的方法，这就是我们所熟知的截断法。插入损耗法没有前者精确，但它不是破坏性方法，对测量带有连接器的光缆很有用，本节将讨论这两种方法。在13.5节中我们将讨论第三种方法，它与OTDR的使用有关。

13.3.1 截断法

截断法[22,23]是一种破坏性方法，它需要在接入光纤的两端测量光功率，如图13.9所示。可以在一个或多个特定的波长上进行测量，如果要测量频谱响应，则需要在一个波段内进行。为了获得传输损耗，首先要测量光纤输出端（或远端）的输出光功率。然后在不破坏输入条件的情况下，在离光源几米处截断光纤，接着测量近端输出光功率。使用P_F和P_N分别表示远端和近端的输出功率，则以dB/km为单位的平均损耗α为：

$$\alpha=\frac{10}{L}\log\frac{P_N}{P_F} \tag{13.1}$$

其中L（单位km）表示两个测量点之间的距离，之所以采用这样的步骤，是因为要精确计算入射到光纤中的光功率是极其困难的。使用截断法，从很短的一段光纤中发射出的光功率就是长光纤的输入光功率。

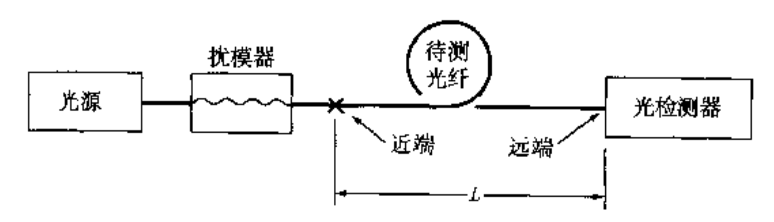


图13.9 使用截断法测量光纤损耗的实验装置示意图，首先测量远端光功率，然后在近端将光纤截断并测量截断处的输出功率

在使用这种测量方法时，需要特别注意光功率是如何入射到光纤中的。这是因为在多模光纤中，不同的入射条件导致不同的损耗值。在光纤的入射端，不同的光纤数值孔径（NA）和入射光斑大小导致了多模光纤的不同模式分配，如图13.10所示。如果入射光斑很小，光束发散角也在光纤数值孔径所允许的范围内，则光功率集中到纤芯中心区，如图13.10(a)所示。在这种情况下，更高阶模式的功率损耗对总损耗的作用可以忽略。在图13.10(b)中，入射光斑尺寸大于光纤纤芯直径，光束发散角已超过了光纤数值孔径所允许的范围，对于这种情况，入射光束落在光纤纤芯和数值孔径所允许的范围之外的部分就损失掉了，因此高阶模式的功率损耗对总损耗的作用就很大（见5.1和5.3节）。

使用mandrel-wrap法[24]可以获得典型的稳态模式分布。在这种方法中，初始过激励在光纤中引

入了更高阶的包层模式，将光纤在直径约为1.0~1.5 cm的圆轴外缠绕几圈以后即可滤除这些模式。在单模光纤中，这类模式滤波器可以用于剥离光纤中的包层模式。

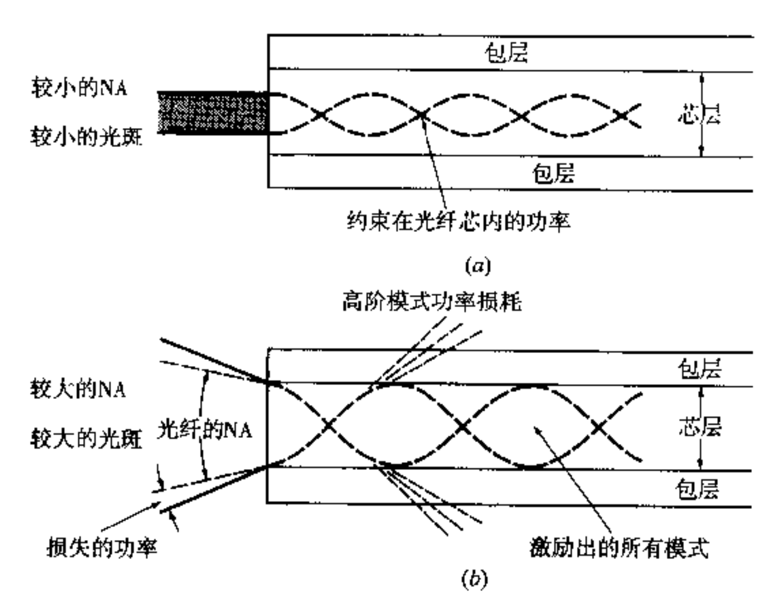


图13.10　光纤端面的数值孔径和入射光斑尺寸对模式分配的影响：(a) 入射光未充满光纤端面，只能激励较低阶模式；(b) 入射光从光纤端面溢出，高阶模式引起额外的损耗

13.3.2　插入损耗法

对于带有连接器的光缆不能使用截断法测量，这时通常使用插入损耗法[25]。该方法没有截断法精确，但其更适合野外测量，它能以dB为单位给出光缆的总损耗。

插入损耗法的基本方案如图13.11所示，其中发射端和检测端的耦合是通过连接器来完成的，波长可调的激光器将光功率耦合到一段很短的光纤中，这段光纤与待测光纤有相同的特性。对于多模光纤，使用扰模器来确保光纤纤芯中具有均衡模式分布。在单模光纤中使用包层模式剥离器来确保只有基模在光纤中传输，通常还包括波长选择器件（如滤波器），以便得到波长与损耗之间的函数关系。

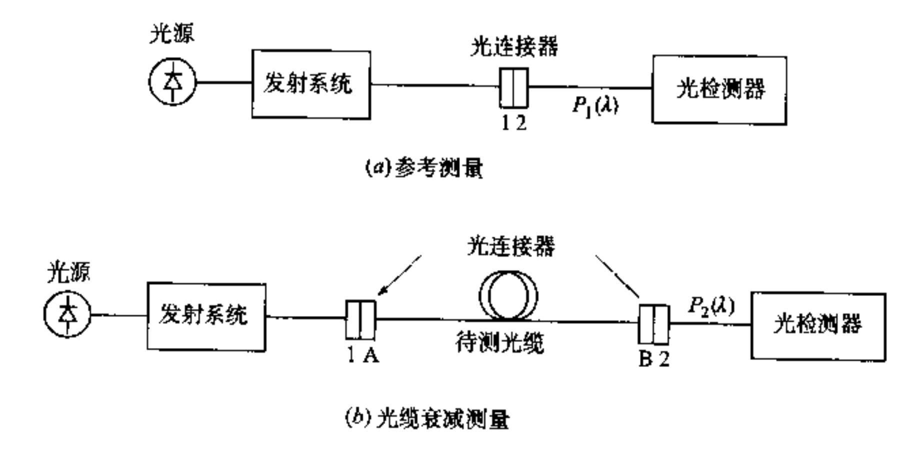


图13.11　使用插入损耗法测量光缆损耗的装置框图，其中发射端和检测端的耦合通过连接器实现

为了进行损耗测试，首先将带有一小段发射光纤的连接器与接收系统的连接器相连，并记录

下发射光功率电平 $P_1(\lambda)$；然后将待测光缆接入发射和接收系统之间，并记录下接收光功率电平 $P_2(\lambda)$。则以 dB 为单位的光缆损耗为：

$$A = 10\log\frac{P_1(\lambda)}{P_2(\lambda)} \tag{13.2}$$

上式给出的损耗值是成缆光纤的损耗与连接发射端连接器和光缆连接器的损耗之和。

13.4 色散的测量

三种基本形式的色散导致光纤中光波信号的脉冲展宽，因而限制了光纤承载信息的能力。在多模光纤中，承载光脉冲的每个模式在光纤中的实际传播距离略有差别，这样到达光纤另一端的时间也就稍有差别，从而引起了模间色散。色度色散是由于光信号中不同波长成分的传播速度不同而引起的。一个偏振信号分裂成两个相互正交的偏振模式，而这两个模式的传播速度又互不相同，这样就导致了偏振模色散。

有很多测量各种色散效应的方法，这里我们讨论一些最常用的方法。

13.4.1 模间色散

为了达到评估模间色散的实际目的，可以将光纤看成一个滤波器，这个滤波器能使用脉冲响应 $h(t)$或功率传输函数 $H(f)$来表征，$H(f)$是脉冲响应 $h(t)$的傅里叶变换[26,27]。$h(t)$和 $H(f)$都可以用于测量脉冲响应。脉冲响应的测量是在时域内完成的，而功率传输函数的测量则是在频域内完成的。

时域和频域色散测量都假设光纤具有准线性的功率特性，也就是光波导输出的互相重叠的脉冲可以线性相加。这种系统的特性在时域内可以简单描述如下：

$$p_{\text{out}}(t) = h(t) * p_{\text{in}}(t) = \int_{-T/2}^{T/2} p_{\text{in}}(t-\tau)h(\tau)d\tau \tag{13.3}$$

也就是说，计算输入脉冲 $P_{\text{in}}(t)$与光纤的功率脉冲响应函数 $h(t)$的卷积（用 * 表示）就能得到光纤的输出功率脉冲 $P_{\text{out}}(t)$。输入脉冲间的间隔即周期 T 的取值应大于输出脉冲预期的时间展宽。

在频域中（13.3）式可以写成乘积的形式（见附录 E）：

$$P_{\text{out}}(f) = H(f)P_{\text{in}}(f) \tag{13.4}$$

等式中，$H(f)$是基带频率 f 处的光纤功率传输函数，它是 $h(t)$的傅里叶变换，即：

$$H(f) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t)e^{-j2\pi ft}dt \tag{13.5}$$

等式中 $P_{\text{in}}(f)$和 $P_{\text{out}}(f)$分别是输入和输出脉冲 $P_{\text{in}}(t)$和 $P_{\text{out}}(t)$的傅里叶变换，其定义为：

$$p(f) = \int_{-\infty}^{\infty} p(t)e^{-j2\pi ft}dt \tag{13.6}$$

成缆光纤的传输函数非常重要，因为它包含了系统的带宽信息。当满足下列等效条件之一时，数字系统中的脉冲色散可以忽略：(1)当频率上升到系统传输比特速率所需频率的一半时，光纤传输函数不会下降到小于其低频值的一半；(2)光纤脉冲响应的 rms 宽度必须小于脉冲间隔的四分之一。

13.4.2　模间色散的时域测量

在时域内测量脉冲弥散的最简单的方法就是在光纤的一端注入一定能量的窄光脉冲，然后在另一端检测展宽的输出脉冲[28,29]。图 13.12 是该方法的原理框图，激光光源的输出脉冲通过扰模器耦合到待测光纤中，使用内部带有光接收机的取样示波器检测光纤的输出信号，或者使用一个外置的光电检测器检测信号，然后再用正规的取样示波器来测量。其次再用同样的方法测量输入脉冲的形状，但是要用一小段参考光纤代替待测光纤，参考光纤的长度要小于待测光纤长度的百分之一。参考光纤可以是从待测光纤中截下的一段，也可以是与待测光纤有相同特性的一段光纤。触发线路中的可变时延用于补偿待测光纤与较短的参照光纤之间的时延差。

对于一个输出脉冲波形，其 rms 宽度 σ（其定义如图 13.13 所示）可以使用下式计算：

$$\sigma^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty}(t-\bar{t})^2 p_{out}(t)dt}{\int_{-\infty}^{\infty} p_{out}(t)dt} \tag{13.7}$$

等式中的脉冲中心时间 $\bar{t}$ 由下式决定：

$$\bar{t} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} t p_{out}(t)dt}{\int_{-\infty}^{\infty} p_{out}(t)dt} \tag{13.8}$$

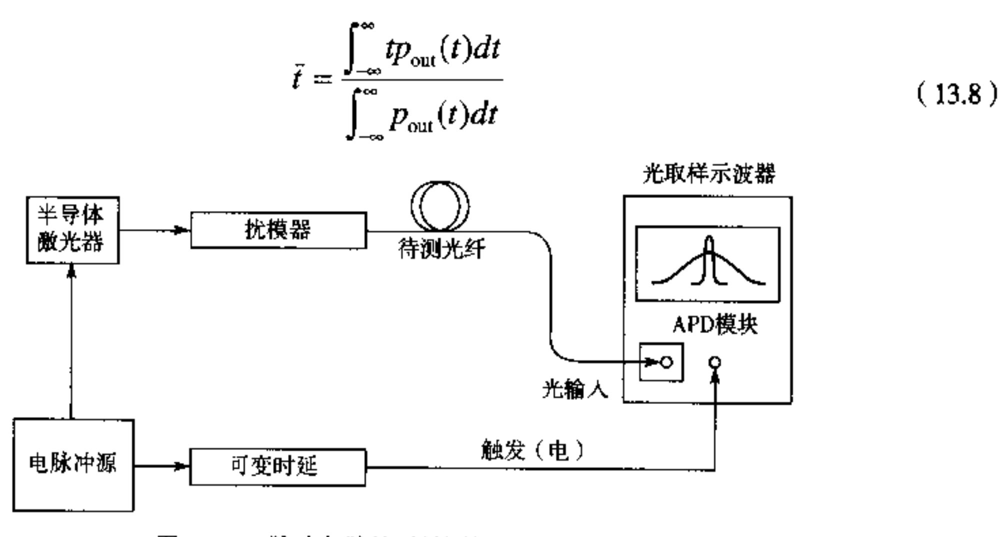


图 13.12　脉冲色散的时域测量法的原理框图

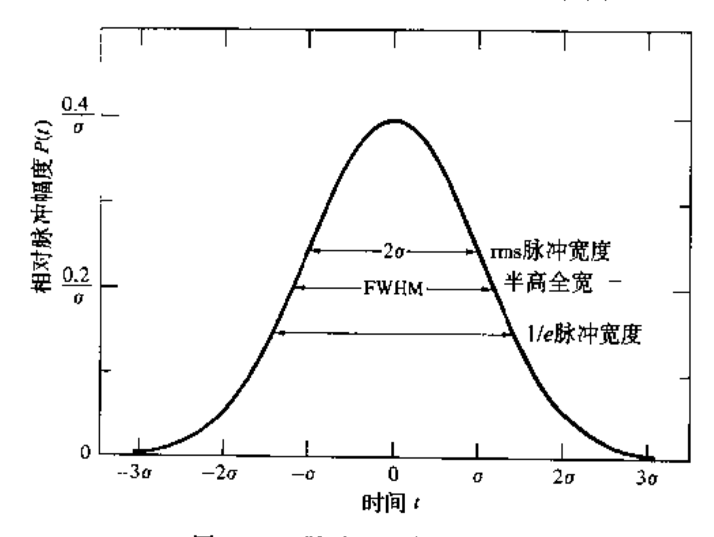


图 13.13　脉冲形状参数的定义

求解（13.8）式需要数值积分，一个更简单的方法就是假设光纤的输出响应可以使用高斯函数近似描述，即：

$$p_{\text{out}}(t)=\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}=\exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right) \tag{13.9}$$

其中参数σ决定脉冲宽度，如图13.13所示。在这个图中也给出了参数t_{FWHM}，这就是所谓的半高全宽，也就是幅度降为最大值的一半时的全宽度，正如（8.13）式所描述的那样，它等于$2\sigma(2\ln 2)^{1/2}=2.355\sigma$。8.1节指出，光纤带宽可以使用傅里叶变换定义，通常使用3 dB带宽来描述。3 dB带宽是指光功率下降到零调制频率（直流值）的一半时的调制频率。从（8.14）式可以得到3 dB带宽为：

$$f_{\text{3-dB optical}}=\frac{0.440}{t_{\text{FWHM}}}=\frac{0.187}{\sigma}\text{Hz} \tag{13.10}$$

其中“3 dB光”表示50%的光功率下降。电带宽相当于光带宽的$1/\sqrt{2}$，因此有：

$$f_{\text{3-dB electrical}}=\frac{1}{\sqrt{2}}f_{\text{3-dB optical}}=\frac{0.311}{t_{\text{FWHM}}}=\frac{0.133}{\sigma}\text{Hz} \tag{13.11}$$

13.4.3　模间色散的频域测量

模间色散的频域测量可以得到与幅频响应和相频响应有关的信息[28,30]。对于系统设计者，这些数据通常比脉冲色散的时域测量获得的数据更为有用，特别是当均衡技术应用于接收端信号检测的时候。通过正弦调制固定电平的窄带连续波（CW）光信号能完成脉冲色散的测量，只要比较光纤发送端和接收端正弦波幅度就能得到基带频率响应。

图13.14是测试光纤基带频率响应的框图。一个扫频RF信号源或微波信号源用于对光载波进行正弦调制。光信号通过一个扰模器耦合进入待测光纤中，在光纤的输出端使用光检测器检测输出功率$P_{\text{out}}(f)$，这是调制频率的函数。使用一小段参考光纤代替待测光纤来测量输入信号，可以得到输入功率$P_{\text{in}}(f)$。

光纤输出功率谱与输入功率谱之比即为待测光纤的基带频率响应$H(f)$，即：

$$H(f)=\frac{P_{\text{out}}(f)}{P_{\text{in}}(f)} \tag{13.12}$$

随着调制频率的增加，光纤输出端的功率电平最终会开始下降。光纤带宽就定义为$H(f)$降低到低频一半时的最低频率。

13.4.4　色度色散

色度色散是单模光纤的主要色散机制，这里我们提出一种测量方法[31]。其他的测量技术以及多模光纤的测量方法在参考文献32到36中可以找到。

图13.15是调制相移法测量色度色散的原理框图。电信号发生器通过外置调制器对窄带可调谐光源进行强度调制，光电二极管接收机检测出传输信号之后，再使用矢量电压表测量接收信号相对于调制电信号源的调制相位。在关注的频谱范围内，波长每间隔$\Delta\lambda$测量相位一次，使用这种测量方法在任意两个相邻波长上进行测量，可以得到波长间隔之间的群时延差[28]（单位为ps）：

$$\Delta\tau_\lambda = \frac{\phi_{\lambda+\Delta\lambda/2} - \phi_{\lambda-\Delta\lambda/2}}{360 f_m} \times 10^6 \tag{13.13}$$

其中 λ 是波长间隔内的中心波长，f_m 是调制频率（单位为MHz），ϕ 是测量中得到的调制相位（单位为度）。

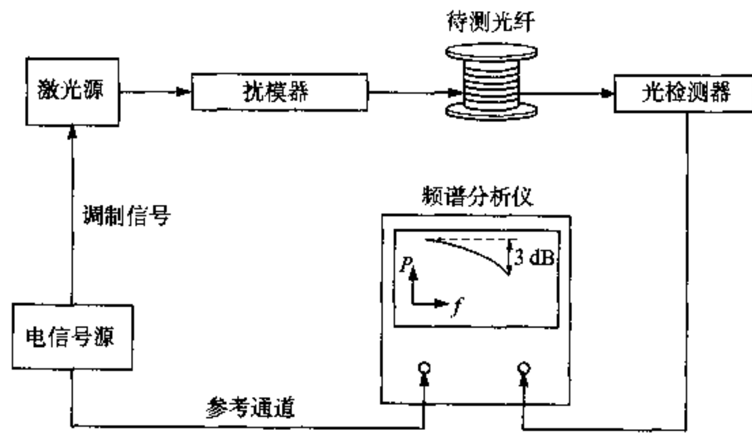


图13.14　测量光纤基带频率响应的原理框图

标出这些数据点可以得到典型的曲线图，如图13.15所示。根据这些脉冲时延数据，使用第3章给出的曲线所满足的公式就可以计算出色散值。

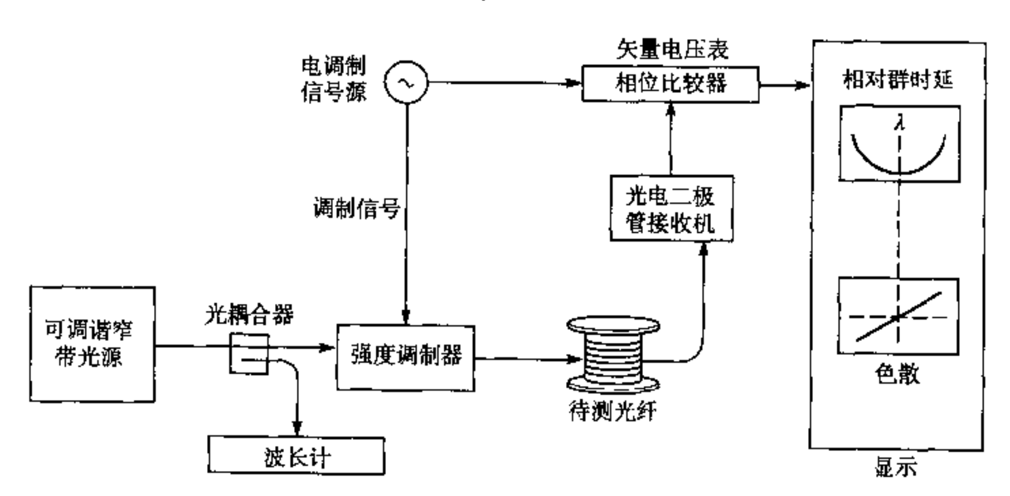


图13.15　调制相移法测量色度色散的原理框图和输出显示

13.4.5 偏振模色散

正如3.2.6节所描述的（见图3.17），一个特定波长的信号能量分配到两个正交的偏振模上。因为任何光纤其截面都不是理想的圆，材料也不可能具有理想的对称性，而且沿长度方向上还是变化的，所以就产生了沿长度方向变化的双折射。每个偏振模式传播的群速度有微小差别，这样就导致了场的偏振取向随着距离变化发生旋转。在特定波长上两个偏振模式的传播时间差 $\Delta\tau_{pol}$ 会导致脉冲展宽，这就是所谓的偏振模色散（PMD）[37,38]。由于PMD会成为单模光纤传输系统所能达到的最高数据传输速率的最终限制，所以对它的测量也就显得特别重要（见习题13.8）。

需要指出并应特别注意的是，色度色散是一种相对稳定的现象，相比之下PMD则随光纤随机变化，这种随机性是由于光缆埋设导致的几何尺寸和应力的不规则性引起的。所以需要计算这种效

应的统计特性，对群时延差$\Delta\tau_{pol}$取时间平均值或期望值$\langle\Delta\tau_{pol}\rangle$是表征PMD的一种有效方法。瞬时$\Delta\tau_{pol}$随时间和光源的类型变化而变化，相比之下，它的数学期望值不随时间和光源变化。与3.2.6节中提到的一样，偏振模色散参数D_{PMD}的均值变化范围是0.03~1.3 ps/$\sqrt{\text{km}}$，这与光缆的外部环境有关。

目前测量PMD的方法至少有七种[28]，这里我们只讨论所谓的固定分析法[39,40]。在这种方法中，先计算光功率通过一个偏振器后波峰和波谷出现的次数的统计值，将它作为波长的函数在一定波长范围内扫描，根据这个统计结果就能计算出群时延差的平均值。图13.16是使用光谱分析仪测量PMD的简单原理框图，典型的光谱分析仪的轨迹表明传输功率电平是波长的函数，如图13.17所示。通常使用一种称为极值计数的自动方法和傅里叶分析方法可以从测量数据中提取PMD信息。使用极值计数方法，待测光纤（或其他任何器件）的群时延差的平均值可用如下关系式计算，即：

$$\left\langle\Delta\tau_{pol}\right\rangle_{\lambda}=\frac{kN_e\lambda_{start}\lambda_{stop}}{2(\lambda_{start}-\lambda_{stop})c} \tag{13.14}$$

其中λ_{start}和λ_{stop}分别是扫描范围内起始和结束波长，N_e代表出现在扫描范围内极值的数目，c是光速。模式耦合因子k是个无量纲的统计值，它表示的是波长与偏振状态之间的关系，k=0.84表示光纤中的模式耦合是随机的，k=1.0表示光纤和其他元器件中没有模式耦合[39]。$\langle\Delta\tau_{pol}\rangle$的下标$\lambda$表示群时延差的平均值由波长扫描范围决定。



图13.16 使用频谱分析仪测量偏振模色散的简单系统框图

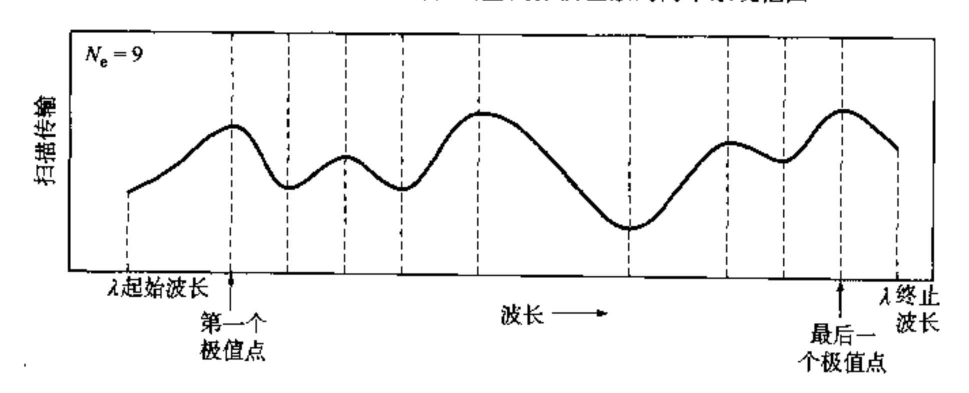


图13.17 典型OSA的PMD轨迹，它表明传输功率电平是波长的函数

13.5 OTDR的场地应用

1976年Barnoski和Jensen公布了一篇描述光纤中的后向散射并说明它在光纤测量中的潜在应用的文章[41]，OTDR就是在此基础上发展起来的。现在OTDR已经成为对光链路特性，例如光纤损耗、连接器和接头损耗、链路器件的反射电平和色度色散[42-45]进行单端测量的基本仪器之一。测量色度色散需要四波长OTDR，其他参数的测量只需要单波长设备就能完成[46]。除了能测量这些参数以外，OTDR还用于线路维护，以便迅速准确地确定光纤中断裂点的位置。

13.5.1 OTDR轨迹

图13.18是OTDR显示屏上能看到的典型轨迹图，纵轴是对数刻度，表示回传（后向反射）信号的值，单位是dB。横轴表示仪器与光纤中测量点之间的距离。后向散射波形有四个不同的特性：

1. 由于菲涅耳反射的作用，在光纤输入端产生了一个大的初始脉冲；
2. 在与输入脉冲传播方向相反的方向上，瑞利散射产生的长长的递减拖尾；
3. 由于光纤线路中接头和连接器的光损耗，曲线中出现的突降；
4. 由于菲涅耳反射的作用，在光纤的末端、光纤接头和缺陷处出现了正向尖峰。

后向散射光主要由菲涅耳反射和瑞利散射产生。光进入具有不同折射率的介质时就会发生菲涅耳反射，当功率为P_0的光束垂直入射到玻璃与空气的界面上时，反射功率P_{ref}为：

$$P_{\mathrm{ref}} = P_0\left(\frac{n_{\mathrm{fiber}} - n_{\mathrm{air}}}{n_{\mathrm{fiber}} + n_{\mathrm{air}}}\right)^2 \tag{13.15}$$

其中n_{fiber}和n_{air}分别是光纤纤芯和空气的折射率。理想光纤端面反射光功率约占入射光功率的4%，然而由于光纤端面不完全光滑，也不完全垂直光纤的轴，反射功率远远小于可能获得的最大值。

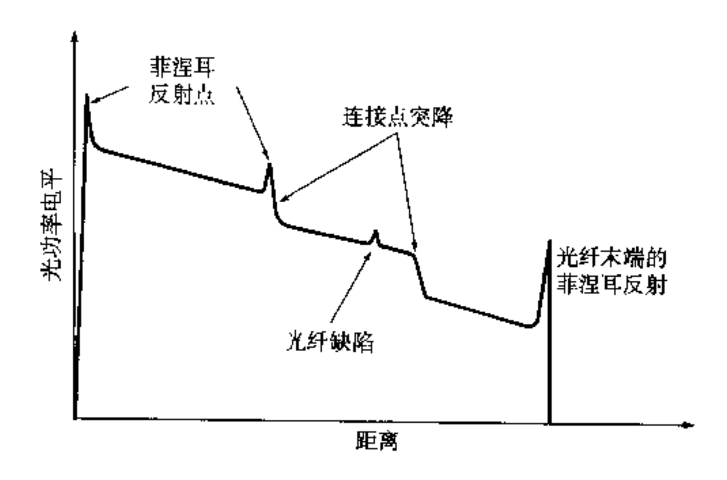


图13.18 OTDR屏幕上显示的后向散射光功率的轨迹

动态范围和测量范围[47]是OTDR的两个重要的性能参数。动态范围是指初始后向散射光功率电平与在测量3分钟之后的噪声电平之差，它是以dB为单位的光纤损耗的一种表示方法。动态范围提供了仪器能测量的光纤损耗最大值的信息，指出了测量给定的光纤损耗需要的时间，所以它通常用于表示OTDR的测量能力。动态范围与分辨率之间的矛盾是制约OTDR的一个基本因素。要获得高的空间分辨率，脉冲宽度必须尽可能小，然而这样会降低信噪比，从而减小动态范围。例如HP-8147 OTDR、100 ns的脉冲宽度能获得24 dB的动态范围，但是当脉冲宽度为20 μs时，动态范围即可增加到40 dB[48]。

测量范围表征了OTDR鉴别光纤链路发生故障的能力，如接头点、连接点和光纤断裂点。它的定义是使OTDR仍能进行准确测量的故障与OTDR之间所允许的最大损耗，通常为了定义，选择0.5 dB的接头作为测量的故障。

13.5.2 损耗测量

在光纤中瑞利散射把光向各个方向散射，这是大多数高质量光纤中主要的损耗因素，光纤中后向的瑞利散射光功率可以用于测量损耗。

距离输入耦合器 x 处的光功率可以写成：

$$P(x)=P(0)\exp\left[-\int_0^x\beta(y)dy\right] \tag{13.16}$$

等式中的 $P(0)$ 是光纤输入功率，$\beta(y)$ 是光纤的损耗系数（单位为 km^{-1}）。$\beta(y)$ 可能与位置有关，也就是说，在整个光纤中损耗可能不一致。可以使用自然单位奈培来度量参数 2β，它与损耗 $\alpha(y)$（单位 dB/km）之间的关系（见附录 D）由下式决定：

$$\beta(\text{km}^{-1})=2\beta(\text{nepers})=\frac{\alpha(\text{dB})}{10\log e}=\frac{\alpha(\text{dB})}{4.343} \tag{13.17}$$

假设沿波导方向所有各点的散射都是相同的，而且与模式分配无关，则点 x 处的反向散射功率 $P_R(x)$ 为：

$$P_R(x)=SP(x) \tag{13.18}$$

其中 S 是由光纤捕获的向后散射光功率与总的传输光功率的比例系数。因此光检测器检测到 x 点的后向散射功率为：

$$P_D(x)=P_R(x)\exp\left[-\int_0^x\beta_R(y)dy\right] \tag{13.19}$$

其中 $\beta_R(y)$ 是反向散射光的损耗系数。因为光纤中后向散射光与前向入射光激励出的模式不同，所以参数 $\beta_R(y)$ 与 $\beta(y)$ 可能不同。

将（13.16）式、（13.17）式和（13.18）式代入（13.19）式可以得到：

$$P_D(x)=SP(0)\exp\left[-\frac{2\overline{\alpha}(x)x}{10\log e}\right] \tag{13.20}$$

其中平均损耗系数 $\overline{\alpha}(x)$ 的定义为：

$$\overline{\alpha}(x)=\frac{1}{2x}\int_0^x[\alpha(y)+\alpha_R(y)]dy \tag{13.21}$$

利用这个方程式，根据实验所得到的如图 13.18 所示的半对数曲线，即可求得平均损耗系数。例如点 x_1 和 x_2（$x_1>x_2$）之间的平均损耗为：

$$\overline{\alpha}=-\frac{10[\log P_D(x_2)-\log P_D(x_1)]}{2(x_2-x_1)} \tag{13.22}$$

13.5.3 光纤故障定位

除了能测量光纤损耗和器件损耗以外，OTDR 还能用于确定光纤中的断裂点和缺陷的位置。根

据光纤前端和远端反射回来的脉冲的时间差，可以计算出光纤长度（由此确定断裂点和故障点的位置），如果这个时间差为t，则其长度为：

$$L=\frac{ct}{2n_1} \tag{13.23}$$

其中n_1是光纤纤芯折射率，因子“2”表示光从光源传播到断裂点（长度为L），再从断裂点返回到光源（长度为L）经过的总路程是2。

因为OTDR的工作是以脉冲探测信号为基础的，所以光纤中故障点的空间分辨率或抽样间隔就要受到光源脉冲宽度的限制，脉冲越窄，分辨率越高。空间分辨率Δx与脉冲宽度的关系为：

$$\Delta x=\frac{c}{2n}\Delta t_s \tag{13.24}$$

其中Δt_s是系统响应时间，如果接收机的响应足够快，它就等于脉冲宽度。因为通过提高数据抽样频率来改善分辨率是不切实际的，所以OTDR通常采用间插模式，这样能将空间分辨率提高到厘米量级。这种方法将各个单独的测量点组合，而每个测量点之间延迟抽样时间的几分之一。例如，发送一系列相互延迟四分之一抽样时间的脉冲，抽样间隔就能提高四倍。

作为商用测试设备可行的距离分辨率的一个例子，这里给出Hewlett-Packard公司HP-E6000A迷你型OTDR的总距离精确度D_{acc}的计算方法：

$$\begin{aligned}D_{acc}&=\text{偏移误差}\pm(\text{标度误差})\times(\text{距离})\pm\text{抽样误差}\\&=\text{偏移误差}\pm(\text{标度误差})\times(\text{距离})\pm 0.5\times(\text{抽样间隔})\end{aligned}$$

于是，给定偏移误差为±1m，标度误差为$\pm10^{-4}$(例如仪器的时间精确度为0.01%)，抽样间隔为1 m（抽样频率是100 MHz，且不采用间插模式），假设光纤中断点出现在10 km以后，则距离误差为±2.5m。

13.6 眼图

眼图方法虽然很简单，却是评估数字传输系统数据处理能力的一种极为有效的测量方法[49,50]，这种方法已经大量用于评估无线系统的性能，也可用于光纤数据链路。眼图测量法是在时域内完成的，可以使用示波器实时显示波形失真情况。

图13.19是眼图测量法的基本设备装置框图。伪随机比特流发生器的输出端通过光纤链路连接到示波器的垂直输入端，数据流触发水平扫描，所得到的结果显示在图13.20中，这就是所谓的眼图。为了说明眼图是如何形成的，我们结合图13.21考虑一个3比特长的NRZ码，它有八种可能的图样，如果同时将这八种图样叠加，就得到了如图13.20所示的眼图。眼图的基本上下界由逻辑1和0电平决定，图中分别用b_{on}和b_{off}标出。眼图有如下几个重要特征：

- 眼睛张开的高度和宽度；
- 20%~80%上升时间和下降时间；
- 逻辑1和逻辑0电平处的脉冲突起；
- 逻辑0电平处的脉冲凹陷；

● 眼图的抖动。

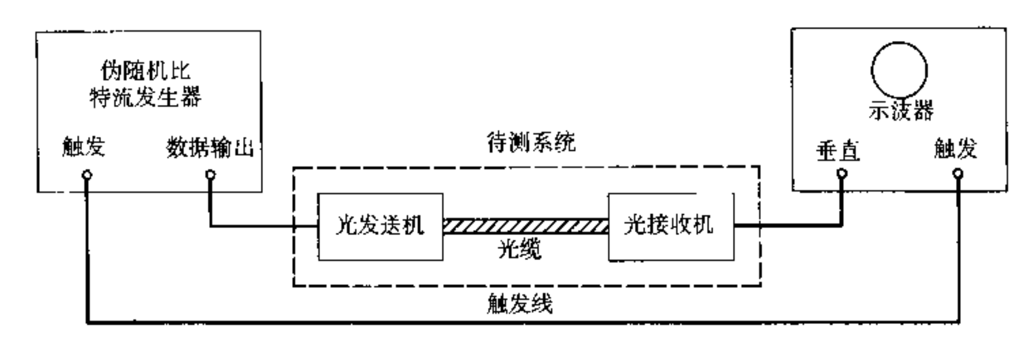


图 13.19 眼图测量法的基本设备框图

使用眼图技术测量系统性能，需要提供一种代码模式，一个简便的方法就是产生随机数据信号，因为它具有实际应用中的数据流的特性。这类信号能以相同的比特速率随机产生 1 和 0，各种伪随机信号发生器就能满足这种应用要求。伪随机的意思是产生的1和0的集合或序列最终会重复，但对于测试来说，它已具有足够的随机性。2比特长的二进制伪随机序列（PRBS）有四种不同的组成方式，3 比特长的 PRBS 有八种不同的组成方式，4 比特长的 PRBS 有十六种不同的组成方式等（也就是 N 比特长的序列有 2^N 种不同的组成方式），直到仪器所设置的极限。可以随机选择这些组成方式，PRBS 代码的长度是 2^N-1，其中 N 是个整数，这种选择可以保证代码重复速率与数据速率无关。N 的典型值有 7、10、15、23 和 31，达到极限后，数据序列就会重复。

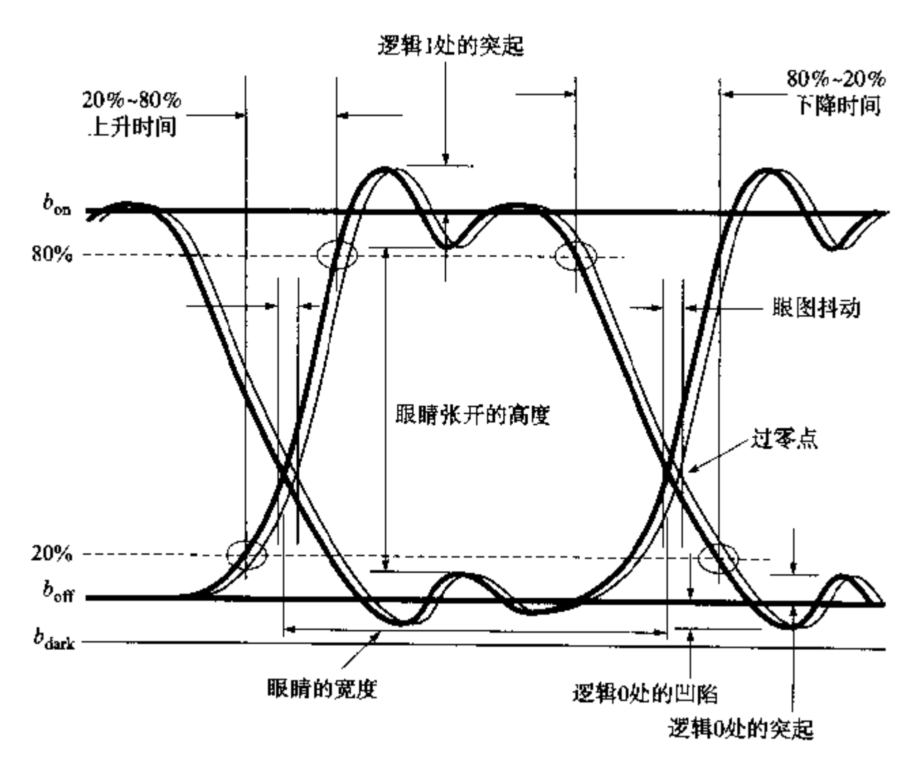


图 13.20 显示基本测量参数的眼图的一般结构

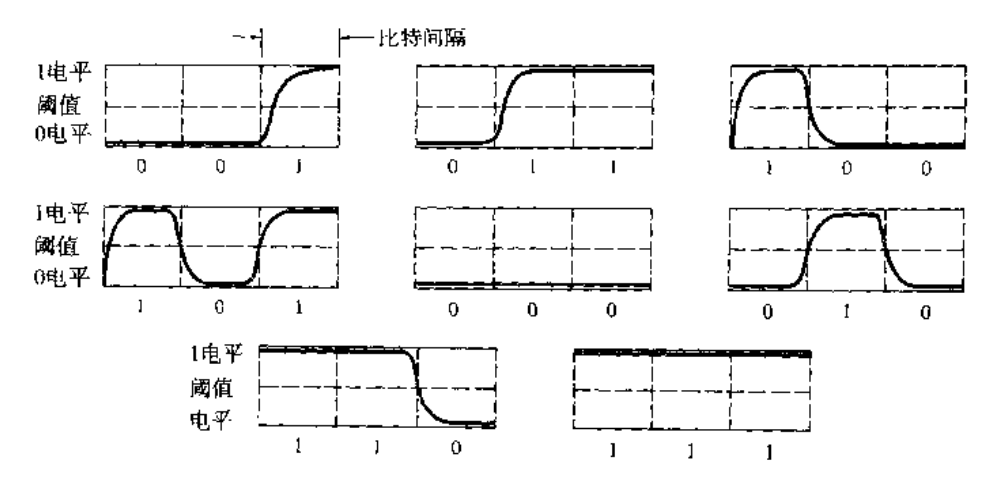


图13.21 具有适当上升和下降时间的3比特长NRZ脉冲的八种可能图样

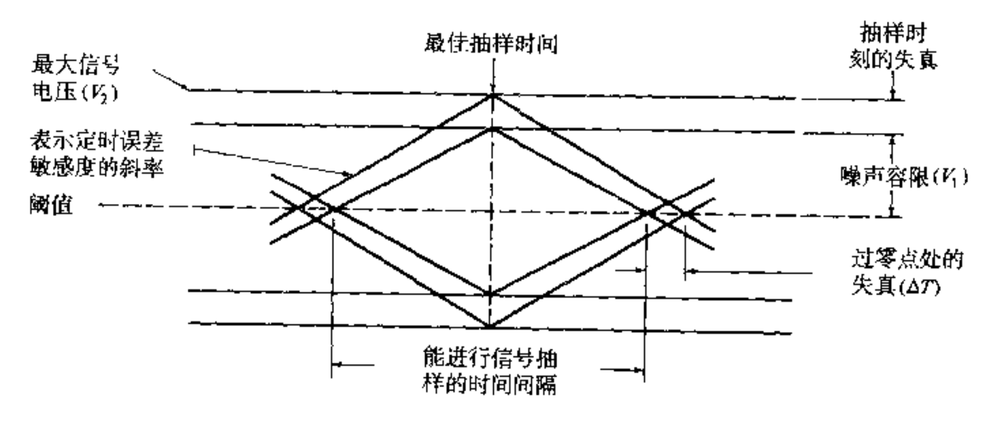


图13.22 显示关键性能参数的简化眼图

从显示的眼图中能够推断出大量的系统性能信息，我们结合图13.20和经过简化的图13.22来解释眼图。考虑信号幅度失真、时间抖动和系统上升时间，能够得到下列信息：

- 眼睛张开的宽度指定了接收信号的抽样间隔，在此间隔内抽样能抵抗码间串扰的影响，不发生误码；
- 接收波形的最佳抽样时间在眼睛张开的最大处，由于数据信号的幅度失真，眼睛张开的高度会降低，眼睛张开的顶端与信号电平的最大值之间的垂直距离表示了最大失真，眼睛越小，鉴别信号中的1和0就越困难；
- 在抽样时间上，眼睛张开的高度表示了噪声容限或抗噪声的能力，噪声容限是可变二进制信号（由眼睛张开的高度定义）的峰值电压V_1与信号的最大电压V_2的百分比，V_2是从阈值电平处测量得到的，如图13.22所示，也就是：

$$噪声容限（百分比）=\frac{V_1}{V_2}\times 100\% \tag{13.25}$$

- 闭眼的速率随抽样时间变化而变化（也就是眼图斜边的斜率），它决定了系统对定时误差的敏感程度，斜率变小，则定时误差的可能性增加；
- 光纤系统中的定时抖动（也称边缘抖动或相位失真）是由接收机的噪声和光纤中的脉冲失真引起的。如果在时间间隔的中间（例如当信号刚通过门限电平时）对信号抽样，则门限电

平处的失真ΔT值则指示了抖动值，于是以百分比表示的定时抖动为：

$$\text{定时抖动（百分比）}=\frac{\Delta T}{T_b}\times 100\% \tag{13.26}$$

其中T_b是比特间隔；

● 通常把上升时间定义为信号上升沿达到信号最终幅度的10%和90%时的时间间隔，然而在测量光信号时，这些点经常被噪声和抖动效应所淹没，所以通常都是在更清晰的20%和80%处进行测量。将20%~80%上升时间变换为10%~90%上升时间，可以近似地使用下面的转换关系：

$$T_{10\text{-}90}=1.25\times T_{20\text{-}80} \tag{13.27}$$

类似地，可以定义下降时间。

● 信道的任何非线性传输特性都会产生眼图的不对称性，如果完全随机的数据流通过理想的线性系统，张开的眼睛是不变的，也是对称的。

13.7 光谱分析仪的应用

WDM系统的广泛应用促使我们对各种电信网络单元的谱域特性进行光谱分析[20,51]。具有不同性能等级（例如波长分辨率）的光谱分析仪（OSA）可以用于测量光输出或器件的传输参数随波长的变化规律。波长分辨率由OSA中的光滤波器的带宽决定，分辨率带宽这个术语用于描述光滤波器的带宽。典型的OSA中可选择滤波器的波长范围是10~0.1 nm。OSA通常扫描一个光谱区，并在离散的波长点上进行测量。波长间隔，也就是所谓的轨迹点间距取决于仪器的带宽分辨能力。下面我们将讨论光源和EDFA的谱域测量。

13.7.1 光源特性

用于光纤通信系统的基本光源有三种，分别是发光二极管（LED）、法布里－珀罗（FP）激光器和分布反馈式（DFB）激光器，每种光源的波长与输出的关系完全不同。OSA是快速准确测量这些器件输出频谱特性的通用仪器。

LED的发射光谱是宽带的连续谱，其FWHM频谱宽度是30~150 nm，图13.23是中心波长在1300 nm的LED频谱的OSA典型轨迹图。OSA可以自动测量和显示的一些值得关注的参数包括：

● 输出总功率，它是各轨迹点i的归一化输入功率P_i之和，轨迹点间距与分辨率带宽的比值可将输入功率归一化，也就是如果在频谱区内进行N次测量，则：

$$P_{\text{total}}=\sum_{i=1}^{N}\left(P_i\frac{\text{轨迹点间距}}{\text{分辨率带宽}}\right) \tag{13.28}$$

● 平均波长，它是大量测量点的中心，其值由下式给出：

$$\lambda_{\text{mean}}=\sum_{i=1}^{N}\left(\frac{\lambda_i P_i}{P_{\text{total}}}\frac{\text{轨迹点间距}}{\text{分辨率带宽}}\right) \tag{13.29}$$

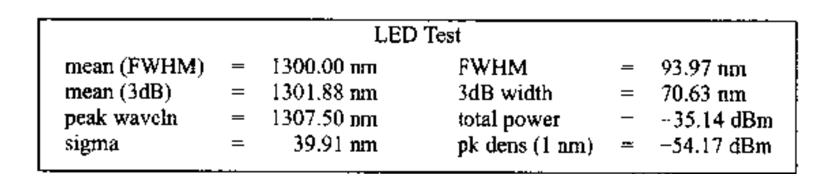
- 峰值波长，它是 LED 频谱峰值处的波长；
- 半高全宽（FWHM），它给出了半功率点，也就是该点处的功率谱密度是峰值处功率谱密度幅度的一半。注意到（8.13）式，假设这是连续的高斯功率分布，则有：

$$\mathrm{FWHM}=2.355\sigma \tag{13.30}$$

其中 σ 是 LED 的 rms 谱宽，可以使用 OSA 测量得到，即：

$$\sigma^2=\sum_{i=1}^{N}\left[(\lambda_i-\lambda_{\text{mean}})^2\left(\frac{P_i}{P_{\text{total}}}\frac{\text{轨迹点间距}}{\text{分辨率带宽}}\right)\right] \tag{13.31}$$

- LED 的 3 dB 谱宽，其定义是 LED 频谱峰值两边两个波长间的间距，这两个波长上频谱密度是峰值功率处频谱密度的一半。



LED Test					
mean (FWHM)	=	1300.00 nm	FWHM	=	93.97 nm
mean (3dB)	=	1301.88 nm	3dB width	=	70.63 nm
peak waveln	=	1307.50 nm	total power	=	−35.14 dBm
sigma	=	39.91 nm	pk dens (1 nm)	=	−54.17 dBm

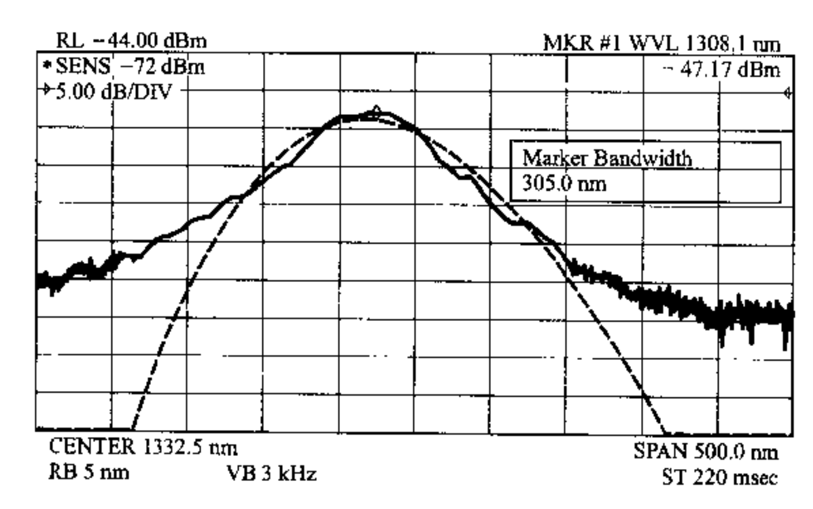


图 13.23 HP-71450 光谱分析仪记录下的发光二极管的频谱，图中显示了测量参数，诸如频谱的FWHM、平均波长的位置和峰值功率密度等。该光谱分析仪还可以显示高斯和 lorentzian 曲线（Hewlett-Packard Co.授权提供）

OSA可以自动测量的法布里－珀罗激光器参数包括：频谱的FWHM或包络带宽、中心波长、模式间距和激光器的总功率。图13.24是法布里－珀罗激光器光谱的典型轨迹图。类似于（13.28）式和（13.29）式可以分别计算总功率和平均波长，与之不同的是这里没有归一化因子，因为 FP 激光器不像 LED 那样具有连续光谱。

除了频谱更窄以外，分布反馈式激光器与FP激光器相似。OSA提供的可自动测量的DFB激光器参数包括：中心波长、边模抑制比、峰值功率和阻带特性等。边模抑制比是主模频谱成分与最大边模频谱的幅度差，所谓阻带是指与主模相邻的最大边模与比它低一点的边模之间的波长间隔，图 13.25 是典型 DFB 激光器的轨迹图。

Fabry-Perot Laser Test					
mean waveln	=	1292.86 nm	FWHM	=	5.26 nm
peak waveln	=	1294.67 nm	peak amp	=	−2.93 dBm
mode spacing	=	1.13 nm (202.05 GHz)	total power	=	2.32 dBm
			sigma	=	2.23 nm

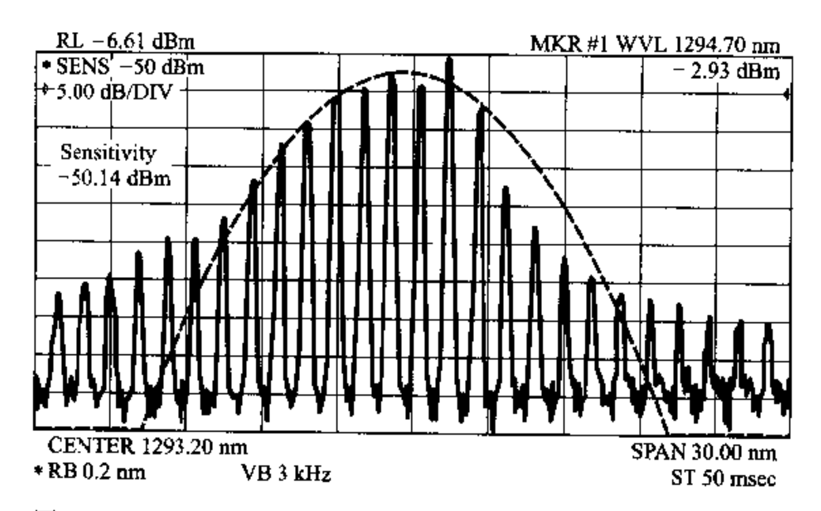


图 13.24 HP-71450 光谱分析仪记录下的法布里－珀罗激光器的频谱，图中显示了一些测量参数，例如频谱的FWHM、中心波长、模式间距和激光器的总功率（Hewlett-Packard Co.授权提供）

DFB Laser Test					
peak waveln	=	1304.80 nm	SMSR	=	40.33 dBc
mode offset	=	0.85 nm	peak amp	=	−0.32 dBm
stop band	=	1.83 nm	bandwidth	=	0.212 nm
cntr offset	=	0.06 nm			(al −20.70 dB)

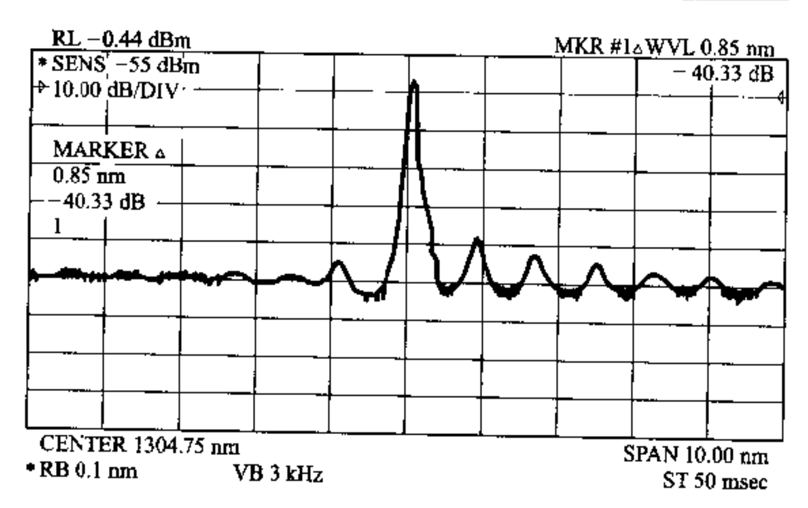


图 13.25 HP-71450 光谱分析仪记录下的 DFB 激光器的光谱，图中显示的 DFB 激光器的测量参数包括中心波长、边模抑制比、峰值功率和阻带特性（Hewlett-Packard Co.授权提供）

13.7.2 EDFA 增益与噪声系数的测试

在光放大器应用于光纤通信链路时，增益与噪声系数是放大器的两个最重要的参数[52-55]。放大器的增益可以使用光功率计、电域频谱分析仪或光谱分析仪测量；噪声系数既可以使用电域频谱分

析仪也可以使用光谱分析仪测量。每种方法都有各自的优势、局限性和测量的难度级别。这里我们仅讨论使用OSA测量EDFA的增益与噪声系数，因为这些工作参数与输入功率电平和波长有关、所以必须测量放大器的增益与噪声系数对这两个因素的响应。

增益测量。图13.26给出了测量光放大器增益的基本装置以及OSA的输出结果。这个装置中包括有可调谐激光器（而且其输出功率电平也是可调节的）以及一个OSA。第一步，先在不接入EDFA的情况下将光源连到OSA上，以测量未经过放大的光源输出功率电平，这样就能得到图13.26所示的频谱与波长关系图中下面的那条曲线。然后，再接入EDFA即可以得到放大后的输出功率电平，也就是图13.26中上面的那条曲线，两条曲线的幅度差就是放大器的增益G。

当使用EDFA放大几个光源输出的不同波长光信号时，这种测量方法也可以扩展到WDM系统。然而，WDM系统测试的成本和复杂性随信道数的增加而迅速增加，所以可以采用简化的光源来近似地测试EDFA的增益。在该方法中，一个光源就能表示需要关注的频谱区内所有的WDM信号、参考文献中给出了这种方法的细节[56]。

噪声系数测量。在满足下列条件的情况下，噪声系数定义为放大器的输入信噪比与输出信噪比的比值，这些条件是：光检测过程仅受限于散弹噪声、输入信号仅受限于散弹噪声以及光带宽接近于零。在噪声系数的测量过程中，一个基本要求是测量使用的光源必须具有可变的输入功率和可变的波长范围，同时还能产生像LED那样的宽频谱、也称为光源自发辐射（SSE）。SSE随信号一起放大，并加在EDFA的输出功率上。于是为了只测量信号和EDFA的ASE作用，就必须把SSE从测量数据中扣除掉。

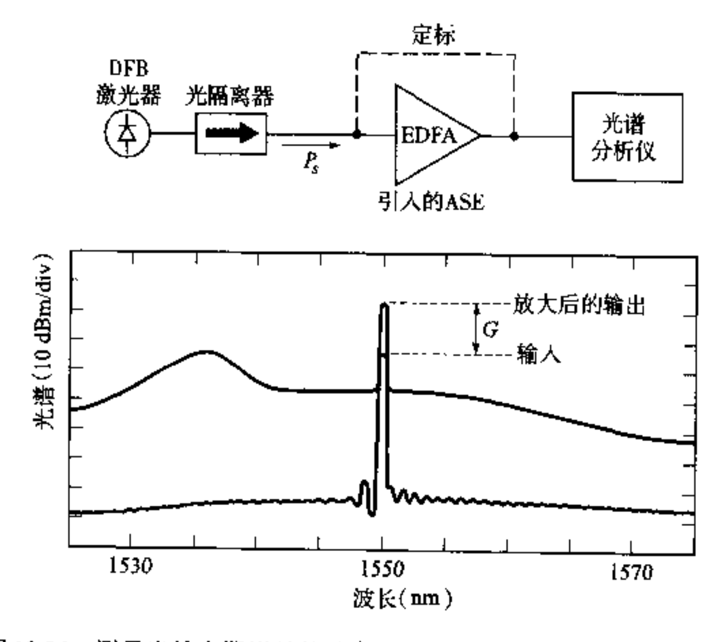


图13.26 测量光放大器增益的基本装置和OSA显示的典型测量曲线

测量光放大器的噪声有三种基本方法，分别是：(1)光源扣除法；(2)偏振消除法；(3)时域消光法或脉冲法[54,57,58]。为了便于讲解，这里仅讨论第一种方法，图13.27就是它的测试框图。在光源扣除法中，激光器的SSE频谱密度P_{SSE}是在测试的定标阶段（即链路中没有光放大器）测量的，并保存在OSA的定标文件中，然后接入光放大器并测量EDFA的总噪声谱密度P_{ASE}，其中包括SSE。最后将信号功率P_{in}注入EDFA并测量放大器的输出总功率P_{out}，其中包括ASE和放大的SSE。在有了这些值之后，就可以根据下面的等式计算增益G和量子极限噪声系数NF：